

TERMODINÁMICA

Sexta edición

Kenneth Wark, Jr.
Purdue University

Donald E. Richards
Rose-Hulman Institute of Technology

Traducción

PABLO DE ASSAS MARTÍNEZ DE MORENTÍN
TERESA DE JESÚS LEO MENA
ISABEL PÉREZ GRANDE
E.T.S.I. Aeronáuticos
Universidad Politécnica de Madrid

Revisión técnica

ANTONIO SÁNCHEZ SÁNCHEZ
E.T.S.I. Aeronáuticos
Universidad Politécnica de Madrid



MADRID • BUENOS AIRES • CARACAS • GUATEMALA • LISBOA • MÉXICO
NUEVA YORK • PANAMÁ • SAN JUAN • SANTAFÉ DE BOGOTÁ • SANTIAGO • SÃO PAULO
AUCKLAND • HAMBURGO • LONDRES • MILÁN • MONTREAL • NUEVA DELHI • PARÍS
SAN FRANCISCO • SIDNEY • SINGAPUR • ST. LOUIS • TOKIO • TORONTO

SOBRE LOS AUTORES

Kenneth Wark, Jr., se graduó como B. S. y M. S. en Ingeniería Mecánica en las Universidades de Purdue e Illinois, respectivamente. Se incorporó al profesorado de Ingeniería Mecánica en Purdue después de alcanzar su grado de Ph. D. en esta escuela. Además de sus responsabilidades en la enseñanza de la Termodinámica en cursos para no graduados y graduados, ha impartido cursos de transferencia de calor, mecánica de fluidos, combustión y diseño. Fue uno de los primeros receptores del galardón al mejor profesor del grupo Purdue de la asociación Tau Beta Pi. Su experiencia fuera de Purdue se ha desarrollado en trabajos para General Electric Company, Boeing Aircraft, Carrier Corporation, U. S. Steel (USX), Allison Division de General Motors, Atlantic-Richfield, Standard Oil de Indiana, NASA-Lewis Field y Dow Chemical Company. Además de este texto, el Dr. Wark es autor del texto para graduados *Advanced Thermodynamics for Engineers*, McGraw-Hill, Inc., New York, 1995, y es coautor (con el Dr. Cecil Warner y el Dr. Wayne Davis) de *Air pollution-Its Origin and Control*, tercera edición, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1998. El Dr. Wark se jubiló de Purdue en 1996.

Donald E. Richards es profesor de Ingeniería Mecánica en el Instituto Tecnológico Rose-Hulman en Terre Haute, Indiana. Se graduó como B. S., M. S y Ph. D. en Ingeniería Mecánica en la Universidad del Estado de Kansas, en la Universidad del Estado de Iowa y en la Universidad del Estado de Ohio, respectivamente. Antes de ser miembro del Rose-Hulman perteneció al cuerpo de profesores de Ingeniería Mecánica en la Universidad del Estado de Ohio. Durante años ha impartido cursos básicos y para graduados de termodinámica, mecánica de fluidos y transferencia de calor. Además, ha impartido cursos de sistemas HVAC, de diseño de cambiadores de calor, de análisis de la segunda ley y turbomáquinas. Durante su estancia en la Universidad del Estado de Ohio fue galardonado con el Charles F. MacQuigg Outstanding Teaching Award por los estudiantes del College of Engineering. Sus trabajos de investigación se han dirigido hacia la convección natural, el incremento de la transferencia de calor por convección forzada y el diseño de cambiadores de calor multifluidos. En Rose-Hulman fue el jefe del equipo del nuevo programa de estudios de segundo año de Ciencias de la Ingeniería, que utiliza conceptos comunes —identificación de sistemas, conservación y balance de propiedades extensivas, relaciones constitutivas, modelado y cálculo— como base de la formación en Ciencias de la Ingeniería.

TERMODINÁMICA. Sexta edición

No está permitida la reproducción total o parcial de este libro, ni su tratamiento informático, ni la transmisión de ninguna forma o por cualquier medio, ya sea electrónico, mecánico, por fotocopia, por registro u otros métodos, sin el permiso previo y por escrito de los titulares del Copyright.

DERECHOS RESERVADOS © 2001, respecto a la sexta edición en español, por McGRAW-HILL/INTERAMERICANA DE ESPAÑA, S. A. U.
Edificio Valrealty, 1.ª planta
Basauri, 17
28023 Aravaca (Madrid)

Traducido de la sexta edición en inglés de
THERMODYNAMICS

Copyright © MCMXCIX, por McGraw-Hill Inc.
ISBN: 0-07-068305-0

ISBN: 84-481-2829-X
Depósito legal: M. 38.669-2000

Editora: Concepción Fernández Madrid
Cubierta: Design Master. DIMA
Preimpresión: MonoComp, S. A.
Impreso en Edigrafos, S. A.

IMPRESO EN ESPAÑA - PRINTED IN SPAIN

CONTENIDO

PREFACIO	xv
1. CONCEPTOS BÁSICOS Y DEFINICIONES	1
1.1. Naturaleza de la Termodinámica	2
1.2. Dimensiones y unidades	3
1.3. Sistema, propiedad y estado	8
1.4. Densidad, volumen específico y densidad relativa	12
1.5. Presión	12
1.6. Ley cero y temperatura	18
1.7. Técnicas de resolución de problemas	23
1.8. Resumen	24
Problemas	25
2. LA PRIMERA LEY DE LA TERMODINÁMICA	33
2.1. Conceptos de trabajo y energía	34
2.2. La primera ley de la Termodinámica	44
2.3. Principio de conservación de la energía para sistemas cerrados	46
2.4. Naturaleza de la energía E	51
2.5. Transferencia de calor	53
2.6. Trabajo de expansión y compresión	55
2.7. Trabajo de un muelle elástico	64
2.8. Otras formas de trabajo cuasiestático	66
2.9. Resumen	69
Problemas	70
3. PROPIEDADES DE UNA SUSTANCIA PURA, SIMPLE COMPRESIBLE	87
3.1. El postulado de estado y sistemas simples	88
3.2. Superficie PvT	89
3.3. Diagrama presión-temperatura	91
3.4. Diagrama presión-volumen específico	93
3.5. Diagrama temperatura-volumen específico	94
3.6. Tablas de propiedades de sustancias puras	95
3.7. Datos de las tablas y análisis energético de un sistema cerrado	108
3.8. Las capacidades térmicas específicas	114
3.9. Resumen	116
3.10. Apéndice: Fundamentos de las derivadas parciales	118
Problemas	119

4. LOS MODELOS DE GAS IDEAL, DE ESTADOS CORRESPONDIENTES Y DE SUSTANCIA INCOMPRESIBLE	135
4.1. Ecuación de estado de gas ideal	136
4.2. Relaciones entre la energía interna, la entalpía y las capacidades térmicas específicas de los gases ideales	139
4.3. Capacidades térmicas específicas de los gases ideales	141
4.4. Análisis energético de sistemas cerrados que obedecen al modelo de gas ideal	146
4.5. El factor de compresibilidad y el principio de los estados correspondientes	150
4.6. Relaciones entre propiedades para sustancias incompresibles	156
4.7. Resumen	160
Problemas	161
5. ANÁLISIS ENERGÉTICO DE VOLUMENES DE CONTROL	179
5.1. Introducción	180
5.2. Principio de conservación de la masa para un volumen de control	180
5.3. Principio de conservación de la energía para un volumen de control	186
5.4. Ecuaciones de la energía para un volumen de control en régimen estacionario	191
5.5. Comentarios sobre las técnicas de resolución de problemas	193
5.6. Aplicaciones de ingeniería en las que aparecen volúmenes de control en régimen estacionario	196
5.7. Introducción a los ciclos termodinámicos	209
5.8. Análisis de flujos transitorios (no estacionarios)	213
5.9. Resumen	222
Problemas	224
6. LA SEGUNDA LEY Y LA ENTROPÍA	249
6.1. Introducción	250
6.2. Motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor	251
6.3. Enunciados de la segunda ley	257
6.4. Procesos reversibles e irreversibles	262
6.5. Segunda ley y entropía. Presentación clásica	265
6.6. Segunda ley y entropía. Presentación alternativa	278
6.7. Balance de entropía en volúmenes de control	286
6.8. Principio del incremento de entropía para sistemas cerrados	287
6.9. Limitaciones debidas a la segunda ley en las actuaciones de motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor	289
6.10. Transferencia de calor y diagrama TS	299
6.11. Aplicaciones	305
6.12. La entropía en función de la aleatoriedad y de la probabilidad	311
6.13. Resumen	315
Problemas	317

7. CÁLCULO DE VARIACIONES DE ENTROPÍA Y BALANCE DE ENTROPÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL	339
7.1. Presentación en forma gráfica y de tablas de los datos de entropía	340
7.2. Ecuaciones $T dS$ para sustancias puras, simples compresibles	346
7.3. Variación de entropía de un gas ideal	348
7.4. Variación de entropía de una sustancia incompresible	352
7.5. Aplicación del balance de entropía a un volumen de control en régimen estacionario	355
7.6. Expresiones del trabajo en régimen estacionario	364
7.7. Resumen	369
Problemas	370
8. ALGUNAS CONSECUENCIAS DE LA SEGUNDA LEY	385
8.1. Procesos isoentrópicos	386
8.2. Rendimientos adiabáticos de dispositivos en régimen estacionario	396
8.3. El ciclo de Carnot	409
8.4. El proceso no estacionario de descarga adiabática	413
8.5. Resumen	415
Problemas	416
9. EXERGÍA (DISPONIBILIDAD) E IRREVERSIBILIDAD	433
9.1. Introducción	434
9.2. Trabajo y producción de entropía	434
9.3. Exergía	437
9.4. Análisis exergetico de un volumen de control	449
9.5. Rendimiento exergetico o efectividad	456
9.6. Resumen	463
Problemas	465
10. MEZCLAS NO REACTIVAS DE GASES IDEALES	473
10.1. Análisis de la composición de las mezclas de gases	474
10.2. Relaciones PvT para mezclas de gases ideales	478
10.3. Energía interna, entalpía y entropía de mezclas de gases ideales	480
10.4. Procesos de mezcla de gases ideales	487
10.5. Propiedades de una mezcla de un gas ideal y un vapor	491
10.6. Temperatura de saturación adiabática y temperatura de bulbo húmedo	498
10.7. El diagrama psicrométrico	501
10.8. Procesos de acondicionamiento de aire	504
10.9. Resumen	522
Problemas	524
11. COMPORTAMIENTO PvT DE LOS GASES REALES Y DE LAS MEZCLAS DE GASES REALES	549
11.1. La ecuación de estado del virial	550
11.2. Ecuaciones de estado con dos constantes	551

11.3.	Otras ecuaciones de estado	554
11.4.	Mezclas de gases reales	556
11.5.	Resumen	561
	Lecturas recomendadas y referencias	562
	Problemas	562
12.	RELACIONES TERMODINÁMICAS GENERALIZADAS	567
12.1.	Fundamentos de derivadas parciales	568
12.2.	Algunas relaciones fundamentales entre propiedades	569
12.3.	Relaciones generalizadas para las variaciones de entropía, energía interna y entalpía	572
12.4.	Relaciones generalizadas para c_p y c_v	576
12.5.	Presión de vapor y ecuación de Clapeyron	581
12.6.	Coefficiente de Joule-Thomson	584
12.7.	Diagramas termodinámicos generalizados	587
12.8.	Elaboración de las tablas de propiedades	594
12.9.	Resumen	596
	Problemas	597
13.	REACCIONES QUÍMICAS	607
13.1.	Estequiometría de las reacciones	608
13.2.	Procesos reales de combustión	614
13.3.	Entalpía de formación	617
13.4.	Análisis energético de mezclas reactivas en régimen estacionario	620
13.5.	Temperatura de combustión adiabática	625
13.6.	Análisis termoquímico a volumen constante	628
13.7.	Entalpía de reacción y poderes caloríficos	632
13.8.	Estudio de las reacciones mediante la segunda ley	636
13.9.	Análisis exergético de sistemas reactivos	642
13.10.	Pilas de combustible	647
13.11.	Resumen	653
	Problemas	656
14.	EQUILIBRIO QUÍMICO	677
14.1.	Introducción	678
14.2.	El criterio de Gibbs	680
14.3.	Equilibrio y potencial químico	682
14.4.	El potencial químico de un gas ideal	683
14.5.	Las constantes de equilibrio K_0 y K_p	684
14.6.	Cálculo de los valores de K_0	687
14.7.	Cálculo de la composición de equilibrio	688
14.8.	Análisis de la primera ley aplicada a mezclas de gases ideales en equilibrio	694
14.9.	La ecuación de Van't Hoff que relaciona K_0 y Δh_R	697
14.10.	Reacciones simultáneas	699
14.11.	Resumen	701
	Problemas	702
15.	CICLOS DE POTENCIA DE GAS	715
15.1.	Ciclo de aire estándar	716
15.2.	Ciclo de Carnot con aire estándar	716

15.3.	Nomenclatura básica de los dispositivos alternativos	719
15.4.	El ciclo Otto con aire estándar	720
15.5.	El ciclo Diesel de aire estándar y el ciclo dual	724
15.6.	El ciclo Brayton de aire estándar	731
15.7.	Efecto de las irreversibilidades del compresor y de la turbina	737
15.8.	El ciclo regenerativo de la turbina de gas	740
15.9.	Procesos de refrigeración intermedia y recalentamiento	744
15.10.	Ciclos de turbina de gas con refrigeración intermedia y recalentamiento	749
15.11.	Análisis exergético de un ciclo de turbina de gas	752
15.12.	Turbinas de gas para propulsión por chorro	758
15.13.	Ciclos de turbina de gas de ciclo cerrado	767
15.14.	Los ciclos Ericsson y Stirling	769
15.15.	Resumen	771
	Problemas	772
16.	CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR	801
16.1.	El ciclo Rankine	802
16.2.	El ciclo con recalentamiento	812
16.3.	El ciclo regenerativo	815
16.4.	Sistemas de cogeneración	827
16.5.	El ciclo combinado	830
16.6.	Aplicaciones de los ciclos de vapor	835
16.7.	Análisis exergético de un ciclo de potencia de vapor simple	840
16.8.	Resumen	844
	Problemas	845
17.	SISTEMAS DE REFRIGERACIÓN	871
17.1.	El ciclo de Carnot inverso	872
17.2.	El ciclo de refrigeración por compresión de vapor	873
17.3.	Bombas de calor	883
17.4.	Sistemas de refrigeración por compresión de vapor en cascada y multietapa	884
17.5.	Licuación y solidificación de gases	890
17.6.	Ciclos de refrigeración con gas	892
17.7.	Ciclo Stirling de refrigeración	894
17.8.	Refrigeración por absorción	896
17.9.	Análisis exergético del ciclo de refrigeración por compresión de vapor	899
17.10.	Resumen	903
	Problemas	903
	BIBLIOGRAFÍA	923
A.1.	TABLAS Y FIGURAS COMPLEMENTARIAS (UNIDADES SI)	925
Tabla A.1.	Constantes físicas y factores de conversión	926
Tabla A.2.	Masa molar, constantes críticas y capacidades térmicas específicas de gases a 25 °C y 1 atm para algunas sustancias comunes	927

Figura A.25I. Diagrama psicrométrico, unidades USCS, presión barométrica 14,696 psia	1016
Figura A.26I. Diagrama de Mollier para el vapor de agua	1017
SÍMBOLOS	1019
SOLUCIÓN DE PROBLEMAS ELEGIDOS	1023
FACTORES DE CONVERSIÓN Y CONSTANTES FÍSICAS	1037
LISTA DE FOTOGRAFÍAS	1039
ÍNDICE	1041

PREFACIO

Este texto de introducción a la Termodinámica está destinado a estudiantes no graduados en el campo de la Ingeniería. Los objetivos principales son proporcionar un conocimiento y exhibir un amplio abanico de aplicación de las leyes básicas de la Termodinámica y presentar un desarrollo lógico de las relaciones entre las propiedades físicas de interés en las ciencias térmicas. La meta última es presentar la Termodinámica como una ciencia edificada sobre un grupo de postulados y conceptos que se complementan unos a otros. Un análisis resulta pleno de sentido sólo mediante la aplicación y engranaje de estas ideas.

Prefacio a *Termodinámica* (1966), de K. Wark, Jr.

Estas palabras siguen siendo tan válidas para la sexta edición de *Termodinámica* como lo fueron para la primera edición publicada en 1966. Sin embargo, cambios en los estudiantes, en la enseñanza de la Ingeniería y en la profesión de ingeniero en los últimos treinta años llevan a cambios significativos en cómo y qué enseñar. La sexta edición de *Termodinámica* se ha escrito para responder a estos cambios. Los autores han tenido dos metas durante la preparación de esta edición: clarificar más los conceptos importantes y las herramientas de la Termodinámica y alentar a los estudiantes a desarrollar una gran pericia en la resolución de problemas. Por esta razón, la mayor parte de los nueve primeros capítulos se han modificado considerablemente tanto en la redacción como en la forma.

Para preparar la sexta edición de *Termodinámica*, el Prof. Wark ha tenido como coautor al Prof. Richards, del Instituto Tecnológico Rose-Hulman. Además de su experiencia en la enseñanza e investigación en las ciencias térmicas, el Prof. Richards tiene una experiencia significativa en el diseño y ejecución de un nuevo e innovador programa de estudios de segundo año en Ciencias de la Ingeniería y Matemáticas, el Programa de Estudios de Segundo Año de Ingeniería de la Rose-Hulman/Foundation-Coalition. Este programa de estudios integrado pretende mejorar el aprendizaje del estudiante reforzando el andamiaje —identificación de sistemas, conservación y recuento de propiedades extensivas, relaciones constitutivas, modelado y cálculo— como base común de la educación en la Ciencia de la Ingeniería.

RASGOS SIGNIFICATIVOS DE LA NUEVA EDICIÓN

Método de resolución de problemas. Los autores están convencidos de que los estudiantes necesitan hacer algo más que «dar a la manivela» para resolver los problemas haciendo uso de ecuaciones sencillas ya elaboradas en el texto. Como antídoto a este método, este texto proporciona al estudiante oportunidades continuas de desarrollar las ecuaciones necesarias a partir de los principios generales aplicando explícitamente hipótesis sobre los modelos en el contexto de un problema específico. En este modelo, el énfasis pasa de recordar ecuaciones concretas a aprender cómo seleccionar un sistema y aplicarle las hipótesis de un modelo sencillo. Se propone una metodología específica para resolver problemas que se utiliza tanto en los problemas de los ejemplos como en el manual de soluciones.

Convenio de signos para el trabajo y el calor. Una de las constantes en este texto a lo largo de los años ha sido utilizar un convenio o criterio de signos coherente para las interacciones de trabajo y calor, esto es, se consideran positivas las interacciones calor y trabajo cuando las recibe el sistema, y así se escriben en la ecuación del balance de energía. Una vez más ha de retenerse este criterio de signos. El criterio concreto de signos adoptado para cualquier término en el balance de energía es arbitrario y a menudo viene dictado por la historia. Hubo una época en la que trabajo y calor se trataban por separado, como conceptos no relacionados que entraban en el balance de energía. Al ser tratados como conceptos separados, era razonable que hubiera un criterio de signo diferente para cada uno de ellos. Como las máquinas de vapor de agua precisaban de un suministro de calor y producían trabajo, pareció razonable que el calor *suministrado* y el trabajo *obtenido* fuesen ambos positivos.

Hoy en día, estos dos conceptos han sido unificados y ambos se reconocen como mecanismos *de transferir energía*. Aunque todavía se oye que «el trabajo es realizado» y «el calor se suministra», ahora se habla de «energía transferida mediante trabajo y mediante calor». Por esta razón, los autores continúan creyendo que es preferible un convenio coherente de signos basado en el sentido de la transferencia de energía. El convenio de signos adoptado, que la energía transferida al sistema por medio de trabajo y de calor son ambos positivos, es coherente con la experiencia temprana del alumno en Física, Química y Mecánica. Este método es también coherente con los esfuerzos actuales en la enseñanza de la Ingeniería para conseguir que los alumnos integren la materia a través de los límites de un curso tradicional acentuando las semejanzas entre las leyes básicas de conservación de la masa, energía, carga neta y cantidad de movimiento además del balance de entropía.

Producción de entropía y la segunda ley de la Termodinámica. En años recientes se ha incrementado el énfasis sobre el concepto de producción o generación de entropía como una herramienta para ayudar a los estudiantes a entender la naturaleza direccional de la segunda ley de la Termodinámica. Los autores aplauden este cambio y han aumentado el uso de la ecuación del balance de entropía como una herramienta para la resolución de problemas.

El desarrollo de las relaciones de la segunda ley (Capítulo 6) ha experimentado grandes cambios. En el desarrollo primitivo se hacía hincapié en el papel de la reversibilidad e irreversibilidad internas, más que en la irreversibilidad total. Esta última forma da más relieve a la introducción posterior de la producción (generación) de entropía. Para complementar el modelo clásico basado en el postulado de Kelvin-Planck de la segunda ley del Apartado 6.5, los autores han incluido en el Apartado 6.6 un desarrollo alternativo de la misma basado en un planteamiento con postulados. Este planteamiento sigue un desarrollo paralelo al de la primera ley del Capítulo 2 y comienza con un postulado sobre el transporte de entropía por medio del calor transferido y sobre la producción de entropía en un sistema cerrado. Los profesores deben decidir qué planteamiento consigue sus metas y, por tanto, fijar el Apartado 6.5 o el 6.6 para sus alumnos. Cualquiera de los planteamientos conduce directamente al balance de entropía en un volumen de control que posteriormente sirve de herramienta principal para la aplicación de la segunda ley a lo largo del texto, incluyendo los Capítulos 10, 13 y el análisis de los ciclos de los Capítulos 15, 16 y 17. El Capítulo 6 concluye con un análisis mejorado de la pérdida de potencial de trabajo asociado con el calor transferido, y con el cálculo de la producción de entropía en dispositivos cíclicos sencillos.

CAMBIOS CON RESPECTO A LA QUINTA EDICIÓN

A continuación se da el listado y se analizan los cambios principales y específicos.

Metodología en la resolución de problemas. En esta edición, la metodología de resolución de problemas se introduce en el Capítulo 1 y se utiliza de lleno comenzando con los ejemplos del Capítulo 2. La *Solución* de un problema ejemplo consta generalmente de cinco partes: *Datos, Incógnitas, Modelo, Metodología y Análisis*. El apartado de *Metodología* aparece en los ocho primeros capítulos y pide al estudiante que esboce con palabras una secuencia de pasos para resolver el problema antes de comenzar con el *Análisis*. En todos los ejemplos aparece un modelo de cuatro o cinco pasos que es el apropiado para todo el texto. Un esquema del sistema incluye los datos importantes suministrados, y la frontera del sistema se señala con una línea discontinua. Una metodología similar aparece en otros textos, incluyendo dos textos de ciencias técnicas escritos por miembros de la Escuela de Ingeniería Mecánica de la Universidad de Purdue, como son el de R. W. Fox y A. T. McDonald y el de F. P. Incropera y D. P. Dewitt.

2. **Introducción a los datos de propiedades.** En las primeras ediciones, el Capítulo 3 sobre relaciones de gas ideal precedía a un análisis general del comportamiento *PvT* de las sustancias. En esta edición, en el Capítulo 3 aparece un análisis general de las propiedades de una sustancia pura, simple compresible que incluye un análisis del diagrama *Tv*. Aparece, también, un análisis más amplio de la adquisición y evaluación de datos y de los estados de referencia, así como de los valores de referencia de los datos tabulados. En el Capítulo 4 se presentan después dos modelos importantes de propiedades que representan el comportamiento real en condiciones particulares: los modelos de gas ideal y de sustancias incompresibles. Se presenta también aquí el uso del diagrama de compresibilidad como método de estimación de las propiedades *PvT* cuando no se dispone de datos experimentales, y de cálculo, cuando las relaciones de gas ideal no son apropiadas.
3. **Introducción a la segunda ley.** En el Capítulo 7, la evaluación y uso de la función entropía y de la producción (generación) de entropía se ha dividido en el análisis de sistemas cerrados seguido de las aplicaciones a volúmenes de control, de manera similar a como se hizo con el análisis energético en los Capítulos 3 a 5. Se ha resaltado la utilización del principio del incremento de la entropía, con la preferencia dada a la producción de entropía, como una pauta para la reversibilidad e irreversibilidad. La relación entre el trabajo real y el trabajo reversible se ha desarrollado al principio del capítulo, y éste concluye con el trabajo politrópico en régimen estacionario.
4. **Ciclos sencillos introducidos con antelación.** Existe un análisis de ciclos de potencia de vapor y ciclos de refrigeración al final del Capítulo 5 al tratar los sistemas en régimen estacionario. Este nuevo material persigue dos propósitos. En primer lugar, muestra al lector aplicaciones en las que algunos componentes de instalaciones en régimen estacionario funcionan en serie. En segundo lugar, el conocimiento de la disposición de las instalaciones en algunos ciclos sencillos refuerza el análisis sobre el comportamiento de los ciclos introducido inmediatamente en el Capítulo 6 junto con el desarrollo de los teoremas de la segunda ley. Este método ha sido probado en las clases en varios semestres. Precediendo a los problemas relacionados con estos ciclos, en el Capítulo 5 se presentan otros problemas que ilustran el uso de dos componentes en serie de una instalación.
5. **Elección de unidades.** En esta edición se siguen utilizando tanto las unidades del SI como las unidades del sistema inglés (USCS). Al comienzo del texto se utilizan ambos conjuntos de unidades en los ejemplos, pero a partir del Capítulo 2 los problemas ejemplo se dan preponderantemente en unidades SI. Ambos conjuntos de unidades se utilizan

individualmente en los problemas del final de cada capítulo. En esta edición, los problemas en el SI están entre un 60 y un 65 por ciento total en cada capítulo. Los datos en las unidades SI aparecen en el Apéndice A.1, en el que las tablas y las figuras van numeradas consecutivamente del 1 al 32. Los datos en unidades USCS aparecen en el Apéndice A.2, en el que las tablas y las figuras van numeradas del 1 al 26I. En los apéndices, los datos del refrigerante 134a (R-134a) sustituyen a los del refrigerante 12 (R-12), y las tablas de valores de calores específicos para líquidos y sólidos aparecen ahora como A.4 y A.4I. La primitiva Tabla A.32 que da la lista de los logaritmos de las constantes de equilibrio aparece ahora como Tabla A.24, inmediatamente después de los valores de la entalpía de formación. También, las anteriores Tablas A.4M y A.4 de datos de calores específicos de gases son ahora las Tablas A.3 y A.3I, respectivamente. Otras tablas se encuentran en su ubicación primitiva. Finalmente, los datos de los volúmenes específicos en las tablas SI están referidos en m^3/kg (o L/kg).

6. *Organización de problemas.* A diferencia de la quinta edición, en esta sexta los problemas no están separados en dos grupos distintos dependiendo del sistema de unidades utilizado. Los problemas en SI y en USCS están entremezclados y numerados de forma consecutiva, aunque problemas de un mismo tema aparecerán juntos, sin hacer caso de las unidades. Los problemas en unidades USCS (inglés) están señalados con la mayúscula I después del número, mientras que los problemas en unidades SI están sin marcar. Un nuevo grupo de problemas ha reemplazado a una considerable fracción de los de la quinta edición, mientras que algunos de los problemas antiguos han sido modificados en lo relativo a datos y preguntas. Los problemas del final de los capítulos totalizan unos 2.000. A lo largo del texto los problemas se han dividido en secciones separadas mediante cabeceras que indican la materia del mismo, como se hizo en la cuarta edición.
7. *Problemas paramétricos y de diseño.* Al final de los capítulos de aplicaciones, es decir, Capítulos 10, y 13 a 17, aparece un grupo de problemas titulados «Análisis paramétrico y de diseño». Algunos de los problemas de diseño orientado se han utilizado en el curso de Termodinámica del segundo semestre en la Universidad de Purdue, y uno de los autores (Ken Wark) quiere expresar su reconocimiento a las contribuciones de sus numerosos colegas de facultad. Estos problemas se resuelven más fácilmente mediante un paquete de programas de ordenador que contengan datos de propiedades.
8. *Ayudas al aprendizaje.* Todas las ecuaciones básicas y otras relaciones importantes se encuentran, con objeto de resaltarlas, recuadradas, y los términos fundamentales aparecen en letra negrita cuando se definen. Además del análisis en el texto, se resaltan los conceptos importantes mediante notas al margen, así como observaciones o preguntas conceptuales (señaladas mediante la letra G mayúscula) al comienzo del apartado de problemas en los ocho primeros capítulos. Estas preguntas se han dirigido a ser utilizadas como discusión en clase. Por último, al final de cada capítulo se ha añadido un breve resumen que contiene las ecuaciones fundamentales y las relaciones entre propiedades desarrolladas en cada tema. En los resúmenes no aparecen las ecuaciones de aplicaciones especiales.
9. *Uso de las figuras.* Como resultado de la ampliación del método de resolución de problemas en la sexta edición, se ha incrementado en tres veces más el número de figuras en el texto. Ahora hay del orden de 200 figuras que se utilizan en la metodología de resolución de problemas descrita en el apartado (1) anterior, con un número de figuras en el entorno de 450.

10. *Exergía (disponibilidad) e irreversibilidad.* Se ha revisado sustancialmente la introducción de los conceptos de exergía e irreversibilidad introducida en el Capítulo 9. Los resultados principales se utilizan en el análisis de los ciclos de potencia y de refrigeración (Capítulos 15-17) y en sistemas químicamente reactivos (Capítulo 13).
11. *Equilibrio químico.* Las ecuaciones del equilibrio químico del Capítulo 14 se han cambiado para incluir la magnitud K_0 basada en la variación de la función de Gibbs estándar y en el término K_p basada en las presiones parciales de gas ideal.
12. *Sistemas energéticos avanzados.* El Capítulo 19 de la quinta edición contenía un análisis sobre sistemas energéticos avanzados e innovadores tales como pilas de combustible, ciclos combinados, cogeneración y sistemas de conversión de energía geotérmica y de la energía térmica de los océanos. En la sexta edición, estos temas se han trasladado a los Capítulos 14, 16 y 17, donde encajan más directamente con la teoría y práctica con la que están relacionados.
13. *Disposición de temas avanzados y aplicaciones.* Un área en la que se diferencian los textos de termodinámica es en la ubicación de la materia concerniente a las mezclas de gases, relaciones termodinámicas generalizadas, combustión y equilibrio químico (Capítulos 10-14) con referencia a los ciclos de potencia y de refrigeración (Capítulos 15-17). Otros textos alteran este orden. Si el profesor prefiere una secuencia diferente, no tendrá ningún problema al utilizar este texto si coloca en primer lugar los capítulos sobre el análisis de ciclos.

AGRADECIMIENTOS

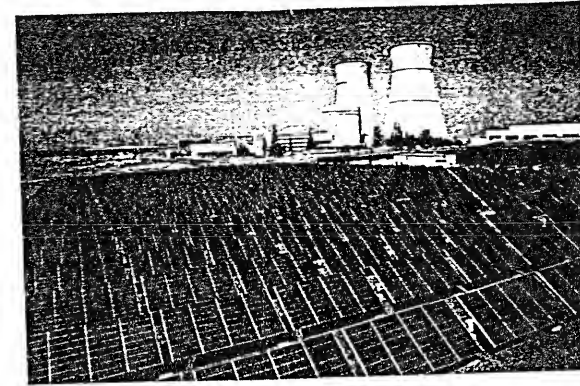
Estamos muy agradecidos a los muchos revisores de la sexta edición, entre los que se encuentran:

Kalyan Annamalai, *Texas A & M University*
 Charles M. Harman, *Duke University*
 E. Ramon Hosler, *University of Central Florida*
 David A. Nelson, *Michigan Tech University*
 Sudhokar Neti, *Lehigh University*
 Edmundo M. Nunes, *Manhattan College*
 Eric B. Ratts, *The University of Michigan-Dearborn*
 Dave Sree, *Tuskegee University*

El Prof. Wark da la bienvenida al Prof. Richards como coautor de este texto. Su contribución ha sido inestimable. Quiere dar las gracias a su esposa por su paciencia a lo largo de las seis ediciones. El Prof. Wark está en deuda también con Linda L. Tutin por su excelente mecanografiado de las partes del nuevo manuscrito. También es gratamente reconocida la aportación de alumnos y profesores de la Universidad de Purdue, que ha tenido influencia sobre muchos de los cambios de esta edición.

El Prof. Richards quiere dar las gracias al Prof. Wark por la oportunidad que le ha dado de colaborar en este texto, por compartir su experiencia y por su apertura al cambio. El Prof. Richards también quiere mostrarse profundamente agradecido con tres de sus profesores —A. O. Flinnier, R. C. Fellingier y M. J. Moran— por compartir sus conocimientos y su amor por la enseñanza de la Termodinámica. Por último, quiere dar las gracias a su mujer e hijas por su apoyo continuo, su paciencia y comprensión.

CONCEPTOS BÁSICOS Y DEFINICIONES



Centrales de potencia solar fotovoltaica (2,6 MW) y nuclear (900 MW) en Rancho Seco, cerca de Sacramento, CA.

La Termodinámica es una rama tanto de la Física como de la Química. Los científicos que trabajan en estos campos han desarrollado los principios básicos que rigen el comportamiento físico y químico de la materia con respecto a la energía. Además, las relaciones básicas entre las propiedades de la materia que se ven afectadas por las interacciones energéticas han evolucionado. Por otro lado, para estudiar y diseñar sistemas energéticos, los ingenieros utilizan esta información básica como parte de la Ingeniería. En la práctica, estos estudios incluyen también otras ingenierías, tales como la transferencia de calor y masa y la Mecánica de fluidos. En este texto se supone que no se tiene una base formal de estas últimas materias. Sin embargo, resultará evidente, según se vaya avanzando en el texto, la necesidad de las mismas en estudios más completos de diseño en ingeniería.

En este capítulo se revisan algunos de los conceptos básicos y de las definiciones presentadas en cursos previos y se presentan otros nuevos que son importantes en el estudio de la ingeniería termodinámica. Puesto que la mayoría de los puntos son temas de revisión, frecuentemente las exposiciones son breves.

1.1. NATURALEZA DE LA TERMODINÁMICA

La Termodinámica es una ciencia que comprende el estudio de las transformaciones energéticas y de las relaciones entre las propiedades físicas de las sustancias afectadas por dichas transformaciones. Tradicionalmente, la ingeniería termodinámica ha abarcado el estudio de campos tan distintos como son los dispositivos productores de potencia fijos y móviles, los procesos de refrigeración y acondicionamiento de aire, los expansores y compresores de fluidos, los motores de aviación y los cohetes, los procesos químicos habidos en las refinerías de petróleo, y la combustión de combustibles hidrocarbonados (carbón, petróleo y gas natural). Más recientemente, se han desarrollado otras áreas de interés. Por ejemplo, el empleo de unidades de energía solar activas y pasivas, incluyendo los «estanques solares», está experimentando un crecimiento enorme. La producción comercial de potencia a partir de fluidos calentados por fuentes geotérmicas que se encuentran en el subsuelo se halla disponible a una escala creciente. Además, los sistemas de potencia producida por el viento se continúan desarrollando e incorporando a la red eléctrica de potencia. La potencia generada a partir de las mareas se está investigando de manera activa como una posible fuente productora de potencia, al igual que el uso de la diferencia de temperaturas entre la superficie y las capas más profundas de los océanos. Este último sistema energético recibe el nombre de conversión de la energía térmica oceánica (OTEC). Se sigue estudiando el ciclo de potencia magnetohidrodinámico (MHD), que genera electricidad haciendo pasar un gas a alta temperatura a través de un campo magnético. Otros procesos de interés son los que incluyen dispositivos termoiónicos y fotovoltaicos, así como las aplicaciones biomédicas.

Las propiedades termodinámicas y las relaciones energéticas se pueden estudiar por dos métodos. La *termodinámica clásica* implica estudios llevados a cabo sin recurrir a la naturaleza de las partículas individuales que constituyen una sustancia, ni a sus interacciones. Éste es un *punto de vista macroscópico* de la materia, y no requiere ninguna hipótesis sobre la estructura detallada de la materia a escala atómica. Por tanto, las leyes generales de la termodinámica clásica se basan en medidas macroscópicas y no están sujetas a cambios a medida que se avanza en el conocimiento de la naturaleza de la materia.

Un segundo método, denominado *termodinámica estadística*, se basa en el comportamiento estadístico de grandes grupos de partículas individuales. Éste es un *punto de vista microscópico* de la materia. Se postula que los valores de las propiedades macroscópicas (tales como la presión, la temperatura y la densidad, entre otras), que se miden directamente o se calculan a partir de otras medidas, reflejan simplemente alguna clase de promedio estadístico del comportamiento de un número enorme de partículas. Esta teoría ha resultado útil en el reciente desarrollo de nuevos y directos métodos de conversión de energía, como los termoeléctricos y los termoiónicos.

Cinco leyes, o postulados, son las que gobiernan el estudio de las transformaciones energéticas y la relación entre propiedades. Dos de ellas, las leyes primera y segunda, de forma directa o indirecta están relacionadas con la energía. Por tanto, tienen una importancia fundamental en los estudios de ingeniería sobre las transformaciones y el uso de la energía. Los tres enunciados restantes (la ley cero, la tercera ley y el postulado de estado) están relacionados con las propiedades termodinámicas. La primera ley de la termodinámica conduce al concepto de energía y al principio de conservación de la energía. Cuando se transfiere energía de una región a otra, o cambia su forma dentro de una región del espacio, la cantidad total de energía permanece constante. (En este texto no se consideran transformaciones nucleares de masa en energía.)

La segunda ley de la termodinámica posee muchas ramificaciones relacionadas con los procesos en ingeniería. Una de ellas es que la primera ley trata de la

cantidad de energía, mientras que la segunda ley trata de la *calidad* de la energía. La idea de la calidad surge cuando uno necesita optimizar la conversión y la transmisión de energía. Se encuentra que la segunda ley impone restricciones a la transformación de algunas formas de energía en otras más «útiles». La segunda ley posibilita al ingeniero medir la «degradación», o cambio de calidad, de la energía en términos cuantitativos. La segunda ley también introduce una importante propiedad termodinámica, la entropía.

El uso de la energía por parte de los países industrializados constituye un factor importante de su continuo crecimiento. Además, el deseo de las naciones subdesarrolladas de mejorar sus estándares de vida conducirá a continuos estudios para mejorar el uso de la energía en todo el mundo. Se debe dar un paso para cortar el despilfarro de energía en la industria, en los transportes y en las aplicaciones domésticas y comerciales. Con el coste creciente y el suministro decreciente de fuentes de combustibles fósiles convencionales en el futuro, se hace preceptivo que los ingenieros busquen seriamente aumentar la eficiencia en el uso de la energía. Como ejemplo, se están desarrollando varios métodos para aumentar el rendimiento global de la conversión de energía en grandes centrales generadoras de potencia eléctrica. De este modo, la Termodinámica continuará efectuando una aportación valiosa al estudio de nuevos sistemas de energía, así como a revitalizar otros más antiguos.



¿Cuál es la diferencia entre la cantidad y la calidad de la energía?

1.2. DIMENSIONES Y UNIDADES

Las *dimensiones* son nombres que caracterizan a las magnitudes físicas. La longitud L , el tiempo t , la fuerza F , la masa m , la carga eléctrica Q_e y la temperatura T , constituyen ejemplos comunes de dimensiones. En Ingeniería, cualquier ecuación que relacione magnitudes físicas tiene que ser *dimensionalmente homogénea*; esto es, las dimensiones de un miembro de una ecuación son iguales a las del otro. Tal homogeneidad también se conserva durante cualquier operación matemática posterior, y de esta manera constituye una herramienta poderosa para la comprobación de la consistencia interna de una ecuación.

Para efectuar cálculos numéricos con magnitudes físicas es un requisito añadido que las unidades, así como las dimensiones, sean homogéneas. Las *unidades* son las magnitudes y nombres arbitrarios asignados a las dimensiones adoptadas como estándares de medida. Por ejemplo, la dimensión primaria longitud puede medirse en las unidades de pies, millas, centímetros, etc. Todas ellas son longitudes arbitrarias que pueden relacionarse unas con otras mediante *factores de conversión de unidades*, o constantes unitarias. Son factores de conversión de unidades $12 \text{ in} = 1 \text{ ft}$ (12 pulgadas = 1 pie)¹ y $60 \text{ s} = 1 \text{ min}$. Una manera equivalente de escribir factores de conversión de unidades es

$$\frac{12 \text{ in}}{1 \text{ ft}} = 1 \quad \frac{60 \text{ s}}{1 \text{ min}} = 1$$

Los términos de una ecuación se pueden multiplicar siempre por factores de conversión de unidades, ya que siempre está permitido multiplicar por la unidad. A menudo, una magnitud física dada puede medirse en varios conjuntos de unidades. Por ello, en las Tablas A.1 y A.11 del Apéndice, así como en las páginas 1034 y 1035, se presenta una tabulación de los factores de conversión de unidades comunes en el análisis termodinámico.



¿Cuál es la diferencia entre las dimensiones y las unidades de una magnitud física?



¿Cuál es la principal diferencia entre los puntos de vista de la Termodinámica clásica y la Termodinámica estadística?

¹ N. de los T.: En este texto, las magnitudes expresadas en unidades del sistema USCS (también denominado sistema inglés) mantendrán su notación original.

A lo largo de los años se han desarrollado varios sistemas de unidades. Sin embargo, en este texto sólo se consideran dos: el Sistema Internacional de Unidades (SI) y el United States Customary System (USCS). El último sistema también se conoce como el Sistema Inglés de unidades.

1.2.1. EL SISTEMA INTERNACIONAL

El sistema fundamental de unidades elegido en el trabajo científico es el *Système Internationale*, generalmente abreviado como SI. El SI utiliza siete *dimensiones primarias*: masa, longitud, tiempo, temperatura, corriente eléctrica, intensidad luminosa y cantidad de sustancia. La Tabla 1.1 ofrece un listado de las unidades primarias del SI, que son estándares para estas dimensiones. Todas estas unidades están definidas de manera operativa. Por ejemplo, la unidad de longitud en el SI es el metro (m), y se define como 1.650.763,73 longitudes de onda de la línea rojo-anaranjada de emisión de los átomos de criptón-86 en el vacío. La unidad de tiempo es el segundo (s), y se define como la duración de $9.192.631.770 \pm 20$ ciclos de una transición específica dentro del átomo de cesio. También se dan definiciones operativas precisas para la masa (kg), la temperatura (K), la corriente eléctrica (A) y la intensidad luminosa (cd).

Cuando intervienen valores muy grandes o muy pequeños, se utiliza un conjunto de prefijos estándar para simplificar la escritura de un valor en unidades del SI. Estos prefijos designan ciertos múltiplos decimales de la unidad. La Tabla 1.2 recoge un listado de los valores del factor multiplicador, del nombre

Tabla 1.1. Dimensiones y unidades primarias del SI

Magnitud física	Unidad y símbolo
Masa	kilogramo (kg)
Longitud	metro (m)
Tiempo	segundo (s)
Temperatura	kelvin (K)
Corriente eléctrica	amperio (A)
Intensidad luminosa	candela (cd)
Cantidad de sustancia	mol (mol)

Tabla 1.2. Prefijos estándar en el SI

Factor	Prefijo	Símbolo
10^{12}	tera	T
10^9	giga	G
10^6	mega	M
10^3	kilo	k
10^2	hecto	h
10^{-2}	centi	c
10^{-3}	mili	m
10^{-6}	micro	μ
10^{-9}	nano	n
10^{-12}	pico	p

del prefijo y del símbolo del mismo. Por ejemplo, kW indica kilovatio, esto es, 10^3 vatios, mientras que mg significa miligramo, es decir, 10^{-3} gramos. Aunque en el SI se utilizan múltiplos de 10^3 , en determinados campos se emplean a veces otros múltiplos.

La séptima unidad primaria del SI, el mol (mol), es la cantidad de sustancia que contiene el mismo número de partículas elementales (átomos, moléculas, iones, electrones) que átomos hay en 0,012 kg de ^{12}C puro. El número de partículas por mol, $6,02205 \times 10^{23}$, se conoce como el *número de Avogadro* N_A . En los cálculos en ingeniería resulta útil expresar la cantidad de sustancia en kilomoles (kmol). Un kilomol es 1.000 veces mayor que un mol. Por ejemplo, un kilomol de oxígeno diatómico O_2 contiene 32 kg de oxígeno, y tiene $1.000N_A$ moléculas de O_2 . El número de moles N de una sustancia se define como

$$N = \frac{m}{M}$$

[1.1]



¿Cuáles son los dos conjuntos diferentes de unidades del SI empleados comúnmente para la masa molar?

donde M es la masa molar. La *masa molar* es la masa de una sustancia que es numéricamente igual a su peso molecular, expresada como masa por mol. Por ejemplo, la masa molar del helio es 4,003 g/mol o 4,003 kg/kmol.

Todas las demás unidades del SI son *unidades secundarias* y se derivan de las siete unidades primarias mostradas en la Tabla 1.1. La unidad secundaria del SI para la fuerza es el newton (N), y se deriva de la segunda ley de Newton, $F = kma$. La constante de proporcionalidad k se elige igual a la unidad, de modo que $F = ma$. Basándose en esta ecuación, se necesita una fuerza de un newton para acelerar una masa de un kilogramo a un metro por segundo por segundo. Como $1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \times 1 \text{ m/s}^2$.

$$\frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} = 1$$

[1.2]

La Ecuación [1.2] es un factor de conversión de unidades que relaciona la unidad derivada fuerza con las unidades primarias de masa, longitud y tiempo en el SI. Es útil para convertir otras unidades secundarias que vienen parcialmente definidas en función de la fuerza, en un conjunto de unidades primarias que contienen únicamente el kilogramo, el metro y el segundo. Por ejemplo, la unidad secundaria de presión en el SI es el *pascal* (Pa), que se define en unidades de fuerza y longitud como 1 N/m^2 . Empleando la Ecuación [1.2], se encuentra que

$$1 \text{ Pa} = \frac{1 \text{ N}}{\text{m}^2} \times \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2} = 1 \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}^2)$$

Como consecuencia, la unidad secundaria de presión, el pascal, puede expresarse en función de su *equivalente primario*, $1 \text{ kg/m} \cdot \text{s}^2$.

Nótese que el peso W se refiere siempre a una fuerza. Cuando se dice que un cuerpo pesa una cantidad determinada, esto significa que es la fuerza con que el cuerpo es atraído hacia otro cuerpo, tal como la Tierra o la Luna. La aceleración de la gravedad varía con la distancia entre dos cuerpos (como puede ser la altura de un cuerpo respecto a la superficie de la Tierra). Así, el peso de un cuerpo varía con la elevación, mientras que su masa permanece constante. El valor de la *aceleración de la gravedad estándar* en la Tierra, al nivel del mar y 45 grados de latitud, es $9,80665 \text{ m/s}^2$. En este texto se redondea a $9,807 \text{ m/s}^2$.

EJEMPLO 1.1

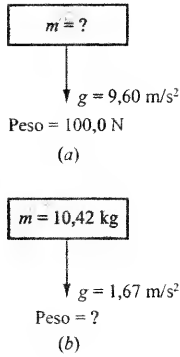


Figura 1.1. Relación masa-peso en el SI.

El peso de un trozo de metal es 100,0 N en un lugar donde la aceleración local de la gravedad g es $9,60 \text{ m/s}^2$. Obténgase (a) la masa del metal en kilogramos, y (b) el peso del metal sobre la superficie de la Luna, donde $g = 1,67 \text{ m/s}^2$.

Solución

Datos. En la Figura 1.1 se muestra un trozo de metal bajo dos condiciones gravitatorias.

Incógnitas. (a) masa en la Tierra, en kg, y (b) peso en la Luna, en N.

Análisis. (a) El sistema de unidades SI está basado en la segunda ley de Newton. Puesto que el peso W es una fuerza, y en este caso $a = g$, la segunda ley se escribe como $W = mg$. Por tanto,

$$m = \frac{W}{g} = \frac{100,0 \text{ N}}{9,60 \text{ m/s}^2} = 10,42 \frac{\text{N} \cdot \text{s}^2}{\text{m}} \times \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}}{\text{N} \cdot \text{s}^2} = 10,42 \text{ kg}$$

donde $1 \text{ N} \cdot \text{s}^2/\text{m} \cdot \text{kg} = 1$ por definición.

(b) La masa de un trozo de metal seguirá siendo la misma independientemente de su localización. El peso variará, sin embargo, al variar la aceleración de la gravedad. Igualando el peso a la fuerza en la superficie de la Luna se tiene

$$\text{Peso} = F_{\text{Luna}} = mg = 10,42 \text{ kg} \times 1,67 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} = 17,4 \text{ N}$$

Comentario. Aunque la masa es la misma en ambos lugares, el peso resulta bastante diferente.

1.2.2. EL SISTEMA INGLÉS DE UNIDADES
(UNITED STATES CUSTOMARY SYSTEM USCS)

Un sistema de unidades importante empleado en Estados Unidos es el *United States Customary System*, o USCS. Por desgracia, introduce un punto de confusión. La unidad denominada libra se utiliza para designar tanto una unidad de fuerza llamada libra-fuerza (lb_f) como una unidad de masa llamada libra-masa (lb_m). La Tabla 1.3 recoge algunas unidades básicas en el USCS. Si se siguen empleando las unidades de masa, longitud y tiempo para definir una unidad de fuerza (como se hizo en el SI), la unidad de fuerza en el USCS se convierte en una unidad secundaria. Como consecuencia, se sigue escribiendo la segunda ley de Newton como $F = ma$, donde la constante de proporcionalidad k de nuevo se toma como la unidad. Sin embargo, por definición, una fuerza gravitatoria de una libra-fuerza (lb_f) acelerará una masa de una libra-masa (lb_m) hacia la Tierra a la aceleración estándar de $32,1740 \text{ ft/s}^2$ ($9,80665 \text{ m/s}^2$).

Esta definición de una libra-fuerza permite desarrollar un factor de conversión de unidades que relaciona la libra-fuerza, unidad derivada, con las unidades primarias del USCS masa, longitud y tiempo. Como se ha definido la libra-fuerza como

$$1 \text{ lb}_f \equiv 32,174 \frac{\text{lb}_m \cdot \text{ft}}{\text{s}^2} \quad [1.3]$$

se deduce que

$$\frac{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}}{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2} = 1 \quad [1.4]$$

Tabla 1.3. Dimensiones y unidades primarias del USCS

Magnitud física	Unidad y símbolo
Masa	libra-masa (lb_m)
Longitud	pie (ft)
Tiempo	segundo (s)
Temperatura	Rankine ($^\circ\text{R}$)
Fuerza	libra-fuerza (lb_f)

Como el primer miembro es igual a la unidad, se puede colocar en cualquier parte de una ecuación sin alterar su validez. Este factor de conversión de unidades se emplea exactamente de la misma manera que en la Ecuación [1.2], que relaciona el newton con el kilogramo, el metro y el segundo. Este factor de conversión de unidades es necesario para asegurarse de que todos los términos de una ecuación son consistentes en las unidades. Por ejemplo, un factor de conversión de unidades como el de la Ecuación [1.3] puede ser necesario cuando aparecen en el mismo término tanto la lb_f como la lb_m . También hay que conservar la idea de que el peso es una fuerza. El peso W de una masa con una aceleración de la gravedad local g viene dado por la segunda ley de Newton mediante la expresión $W = mg$.

También se puede utilizar el mol como unidad de cantidad de sustancia en el USCS. En este caso recibe el nombre de libra-mol (lbmol). Como hay aproximadamente 454 g en una libra-masa, una libra-mol es equivalente a 454 mol o 0,454 kmol. Por tanto, una libra-mol de carbono contiene 12 lb_m , y una libra-mol de oxígeno diatómico contiene 32,0 lb_m . Esto es, la masa molar M del O_2 se puede expresar también como 32 lb_m/lbmol .



Adviértase la diferencia entre una libra-masa y una libra-fuerza.



Adviértase que la masa molar de una sustancia dada tiene el mismo valor numérico, tanto si se expresa en g/mol como si se hace en lb_m/lbmol .

El peso de un trozo de metal es 220,5 lb_f en un lugar donde la aceleración local de la gravedad g es $30,50 \text{ ft/s}^2$. Obténgase (a) la masa del metal en libras-masa, y (b) el peso del metal sobre la superficie de la Luna, donde $g = 5,48 \text{ ft/s}^2$.

Solución

Datos. En la Figura 1.2 se muestra un trozo de metal bajo dos condiciones gravitatorias.

Incógnitas. (a) masa en la Tierra, en lb_m , y (b) peso en la Luna, en lb_f .

Análisis. (a) El análisis de un sistema en un campo gravitatorio se basa en la segunda ley de Newton, $F = ma$. En este caso, la segunda ley se escribe como $W = mg$, puesto que el peso $F = W$ y $a = g$. Por tanto

$$m = \frac{W}{g} = \frac{220,5 \text{ lb}_f}{30,50 \text{ ft/s}^2} = 7,23 \frac{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2}{\text{ft}} \times \frac{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}}{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2} = 232,6 \text{ lb}_m$$

donde se ha utilizado el factor de conversión de unidades entre la libra-fuerza y la libra-masa. (b) La masa de un trozo de metal seguirá siendo la misma independientemente de su localización. El peso variará, sin embargo, al variar la aceleración de la gravedad. Igualando el peso a la fuerza en la superficie de la Luna se tiene

$$\text{Peso} = F_{\text{Luna}} = mg = \frac{232,6 \text{ lb}_m \times 5,48 \text{ ft/s}^2}{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}/(\text{lb}_f \cdot \text{s}^2)} = 39,6 \text{ lb}_f$$

donde de nuevo se ha utilizado el factor de conversión de unidades entre la libra-fuerza y la libra-masa.

Comentario. Aunque la masa es la misma en ambos lugares, el peso es bastante diferente.

EJEMPLO 1.2

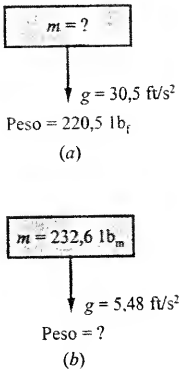


Figura 1.2. Relación masa-peso en el USCS.

1.3. SISTEMA, PROPIEDAD Y ESTADO

Un **sistema** termodinámico es una región del espacio tridimensional o una cantidad de materia, delimitada por una superficie arbitraria. La **frontera** puede ser real o imaginaria, puede hallarse en reposo o en movimiento, y puede variar de tamaño o de forma. La región del espacio físico que queda fuera de las fronteras elegidas arbitrariamente recibe el nombre de **entorno** o **medio ambiente**. En su contexto habitual el término «entorno» se reduce a la región específica localizada que interacciona de alguna manera con el sistema y tiene, por tanto, una influencia sobre el sistema que puede detectarse. Estos términos se ilustran en la Figura 1.3. *Cualquier análisis termodinámico comienza por la elección del sistema, su frontera y su entorno.*

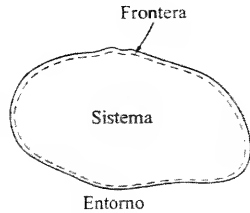


Figura 1.3. Sistema y entorno.

En la Figura 1.4 se muestran dos ejemplos de sistemas macroscópicos con sus fronteras representativas. La Figura 1.4a ilustra la corriente de un fluido a través de un conducto o una tubería. La línea discontinua es una representación bidimensional de una posible elección de frontera, fija en el espacio, que delimita la región del espacio a la que va a aplicarse el estudio termodinámico. Se puede elegir la superficie interna de la tubería como parte de la frontera, y representa un impedimento real al flujo de materia. Sin embargo, adviértase que una parte de la frontera es imaginaria; esto es, no existe una superficie real que señale la posición de la frontera en los extremos abiertos. Estas últimas fronteras se eligen con fines de cálculo y no tienen efecto ni significado verdaderos en los procesos físicos reales. Así que no es necesario que ninguna frontera sea físicamente distinguible cuando se efectúan análisis termodinámicos. Sin embargo, es extremadamente importante establecer claramente las fronteras de un sistema antes de emprender cualquier clase de análisis.

El análisis de los procesos termodinámicos incluye el estudio de las transferencias de masa y energía a través de las fronteras de un sistema. Un **sistema abierto** es aquel en el que tanto la masa como la energía pueden atravesar las fronteras elegidas. (Las formas de transferencia de energía se tratan en los Capítulos 2 y 5.) La región del espacio descrita en la Figura 1.4a, llamada **volumen de control**, se analizaría como sistema abierto. La frontera del volumen de control se denomina **superficie de control**.

En la Figura 1.4b se muestra un conjunto cilindro-émbolo. De nuevo la frontera elegida viene representada por la línea discontinua. En este caso particular, la frontera está bien establecida físicamente, puesto que el límite queda justo en el interior de las paredes del cilindro y el émbolo. Nótese que en este ejemplo cambiarán la forma de la frontera y el volumen del sistema cuando se altere la posición del émbolo. Siempre está permitido el cambio de forma o volumen de la

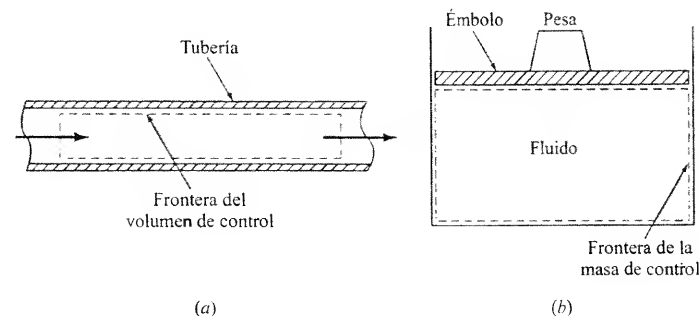


Figura 1.4. Fronteras de dos sistemas termodinámicos típicos. (a) Flujo en tubería; (b) dispositivo cilindro-émbolo.

frontera, en tanto en cuanto se tengan en cuenta dichos cambios en cálculos posteriores.

Un **sistema cerrado** o una **masa de control** es un sistema en el que la masa no atraviesa la frontera. Aunque la cantidad de materia es fija en un sistema cerrado, la energía puede atravesar sus fronteras, como se estudia en el Capítulo 2. También puede cambiar la composición química de la materia dentro de las fronteras. La masa de control del interior del conjunto cilindro-émbolo de la Figura 1.4b es un sistema cerrado. Cuando ni la masa ni la energía atraviesan la frontera, el sistema se conoce como **sistema aislado**.

Un sistema puede contener varias fases dentro de su frontera. Una **fase** es una cantidad de materia homogénea en cuanto a su estructura física y a su composición química. Una estructura física homogénea requiere que la sustancia sea toda gas, toda líquida o toda sólida. Los sistemas pueden constar de dos fases, como la líquida y la gaseosa, de modo que las dos fases estén separadas por una frontera interna entre fases. La homogeneidad en composición química, por otra parte, no exige una única especie química. Las mezclas de gases, como el aire atmosférico, se considera que constituyen una única fase, al igual que las disoluciones de líquidos miscibles bajo ciertas condiciones. Una **sustancia pura** en este texto designa una sustancia con estructura química única (atómica o molecular).

Una vez que se ha elegido un sistema para su análisis, en adelante se lo puede describir en función de sus propiedades. Una **propiedad** es una característica de un sistema, y su valor es independiente de la historia del sistema. Con frecuencia, el valor de una propiedad es directamente mensurable. En otros casos, se define una propiedad como combinación matemática de otras propiedades. Un tercer tipo de propiedad incluye a aquellas definidas mediante las leyes de la Termodinámica. Ejemplos de propiedades son la presión, la temperatura, la masa, el volumen, la densidad, la conductividad eléctrica, la velocidad del sonido y el coeficiente de dilatación térmica. El valor de una propiedad es único y está fijado por la condición del sistema en el momento de la medida. Nótese que los valores de las propiedades llevan asociadas unas dimensiones. Además, los valores numéricos de las propiedades dependen del conjunto de unidades utilizado.

Las propiedades se clasifican en extensivas o intensivas. Considérese un sistema dividido arbitrariamente en un conjunto de subsistemas. Una propiedad es **extensiva** si su valor para todo el sistema es la suma de los valores de los distintos subsistemas o partes. El volumen V , la energía E y la cantidad de carga eléctrica Q , son ejemplos de propiedades extensivas. Generalmente, las letras mayúsculas designan propiedades extensivas (siendo la masa m la principal excepción). Al contrario que las propiedades extensivas, las propiedades **intensivas** tienen valores independientes del tamaño o de la cantidad de masa del sistema. Las propiedades intensivas tienen un valor en un punto. Si se divide arbitrariamente un sistema monofásico en equilibrio en n partes, el valor de una propiedad intensiva determinada será el **mismo** en cada uno de los n subsistemas. Así, las propiedades intensivas tienen el mismo valor en cualquier parte de un sistema en equilibrio. La temperatura, la presión, la densidad, la velocidad y la concentración química son ejemplos de propiedades intensivas.

La Figura 1.5 ilustra el concepto de propiedades extensivas e intensivas. La línea discontinua representa una subdivisión arbitraria del sistema global en dos subsistemas, 1 y 2. Cuando una propiedad extensiva Y del sistema global se divide por la masa m del mismo, la propiedad resultante se denomina **propiedad específica** y se le asigna el símbolo y . Así $y = Y/m$. Una propiedad específica es una propiedad intensiva. El volumen específico $v \equiv V/m$ y la energía específica $e \equiv E/m$ son ejemplos de estas propiedades. Las letras minúsculas representan propiedades intensivas y específicas, siendo las excepciones más notables la presión P y la temperatura T . Estas dos propiedades son siempre intensivas.

El **estado** de un sistema es la condición del sistema descrita por el valor de sus propiedades. Con frecuencia, el estado de un sistema se puede especificar me-



Desé cuenta de que una botella de leche en la estantería del comercio es un **sistema cerrado**, mientras que la misma botella, cuando se la está empleando para llenar un vaso, es un **sistema abierto**.



¿Cuáles son las tres clases de propiedades?



¿Cuál es la diferencia principal entre las propiedades extensivas e intensivas?

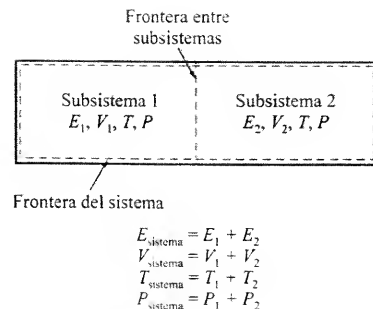


Figura 1.5. Relaciones extensivas e intensivas.

diente o identificar por los valores de unas pocas de sus propiedades únicamente. Los valores del resto de las propiedades se pueden determinar a partir de los valores de esas pocas empleadas para especificar el estado.

Las propiedades sólo están definidas cuando un sistema se encuentra en equilibrio. Por este motivo, el estudio de la termodinámica clásica hace énfasis en los estados de equilibrio y en los cambios desde un estado de equilibrio hasta otro. En un sistema aislado en equilibrio, el estado macroscópico del sistema no cambia con el tiempo. Un sistema se encuentra en *equilibrio termodinámico* si no es capaz de experimentar un cambio finito, espontáneo, hasta otro estado sin un cambio finito del estado de su medio ambiente. Por tanto, un sistema en equilibrio estable no puede cambiar su estado sin una interacción con su medio ambiente. Entre las muchas clases de equilibrio se encuentran el equilibrio térmico, el mecánico, el de fases y el químico. El *equilibrio térmico* requiere que la temperatura sea uniforme en todo el sistema. En ausencia de un efecto gravitatorio, el *equilibrio mecánico* implica igualdad de fuerzas en todos los puntos. El *equilibrio de fases* hace referencia a la ausencia de cualquier transferencia neta de una o más especies químicas de una fase a otra en un sistema multifásico. Una mezcla de sustancias se encuentra en *equilibrio químico* si no hay tendencia neta a que tenga lugar ninguna reacción química. Para que se cumpla la condición de equilibrio termodinámico deben estar presentes todas estas formas de equilibrio.

Un *proceso* es un cambio de un sistema de un estado de equilibrio a otro. El *camino* de un proceso hace referencia a la serie concreta de estados por los que pasa el sistema. La descripción completa de un proceso consiste típicamente en la especificación de los estados de equilibrio inicial y final, el camino (si se puede identificar) y las interacciones que tienen lugar a través de las fronteras durante el proceso. Los procesos durante los que permanece constante una propiedad vienen designados mediante el prefijo *iso-* antepuesto a la propiedad. Un *proceso isotermo* es el que tiene lugar a temperatura constante, un *proceso isobaro* tiene lugar a presión constante y un *proceso isométrico (isocoro)* transcurre a volumen constante. Un *proceso cíclico*, o un *ciclo*, es un proceso en el que los estados extremos son idénticos. El cambio del valor de cualquier propiedad en un proceso cíclico es cero. En las partes *a* y *b* de la Figura 1.6 se muestran un ciclo de dos etapas y un ciclo de cuatro etapas. Por tanto, la variación de una propiedad intensiva y en un ciclo viene expresada matemáticamente por

$$\oint dy = 0 \quad [1.5]$$

donde el símbolo \oint representa la integración a lo largo de un camino cíclico. El recíproco de esta ecuación también es válido. Si la integral de una magnitud dy a lo largo de un ciclo arbitrario es cero, entonces y es una propiedad.

Como se ha hecho notar anteriormente, cualquier propiedad tiene un valor fijo en un estado de equilibrio dado, independientemente de cómo llegue el sistema a ese estado. Por tanto:

- El cambio del valor de una propiedad que tiene lugar cuando un sistema cambia de un estado de equilibrio a otro siempre es el mismo, independientemente del proceso empleado para efectuar el cambio.

A la inversa:

- Si una magnitud evaluada en un proceso tiene siempre el mismo valor entre dos estados de equilibrio dados, dicha magnitud es la medida del cambio de una propiedad.

Tanto este último enunciado como el recíproco de la Ecuación [1.5] se pueden utilizar para comprobar si una magnitud es una propiedad.

Este valor único del cambio de una propiedad en un proceso con estados extremos 1 y 2 dados se describe matemáticamente mediante la *diferencial exacta*, de modo que

$$\int_1^2 dy = y_2 - y_1 = \Delta y \quad [1.6a]$$

o, con propiedades extensivas,

$$\int_1^2 dY = Y_2 - Y_1 = \Delta Y \quad [1.6b]$$

donde dy representa nuevamente un cambio infinitesimal de una propiedad intensiva y , e $Y = my$. Por ejemplo, el cambio infinitesimal de la presión P viene dado por dP . El cambio finito del valor de una propiedad se denota mediante el símbolo Δ (delta mayúscula), por ejemplo, ΔP . El cambio del valor de una propiedad ΔY representa siempre el valor final Y_2 menos el valor inicial Y_1 .

Las magnitudes termodinámicas se pueden dividir en dos categorías: funciones de estado y funciones de proceso. Todas las propiedades son *funciones de estado*, dado que el cambio del valor de una propiedad sólo depende de los valores de la propiedad en los estados inicial y final, y no del camino del proceso (véase la Ec. [1.6]). Las magnitudes cuyos valores dependen del camino del proceso se llaman *funciones de camino* o *de proceso*. Si Z representa una función de proceso extensiva, una cantidad infinitesimal (diferencial) de Z , en *termodinámica*, se representa por δZ , mejor que por dZ . Este uso de δ destaca el hecho de que δZ no es una diferencial exacta en el sentido matemático, sino que es una *diferencial inexacta*. Así, su valor en un proceso finito viene dado por

$$\int_1^2 \delta Z \equiv Z_{12} \quad [1.7]$$

donde Z_{12} es simplemente la suma de los valores de δZ a lo largo del camino elegido entre los estados 1 y 2. La Figura 1.7 ilustra esta suma de términos. En un diagrama y - x se muestra un camino arbitrario entre los estados 1 y 2, siendo y y x dos propiedades tales como P y V . Con cada pequeño incremento del camino se asocia la cantidad $\delta Z = ydx$. La suma de estos valores de δZ para el proceso global es Z_{12} por el camino 1.2. Un camino distinto entre los estados 1 y 2 conduciría a un valor de Z_{12} distinto. *Adviértase que la integración de δZ no conduce a la notación ΔZ , sino simplemente a Z_{12}* . El valor de una función de proceso únicamente tiene significado para el proceso global, y carece de significado para un estado. En el capítulo siguiente se estudian las dos funciones de proceso principales en termodinámica, calor y trabajo.

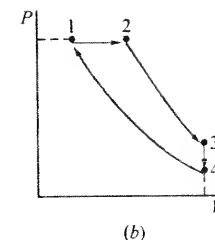
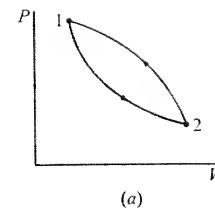


Figura 1.6. Cambio de una propiedad en un proceso cíclico.

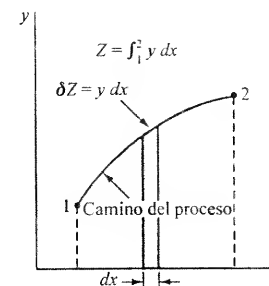


Figura 1.7. Variación de una propiedad como suma de procesos.



¿Cuál es el requerimiento clave para que un sistema esté en equilibrio termodinámico?



Adviértase el significado físico de procesos isotermos, isobaros e isométricos (isocoros).



Nótese la diferencia entre una función de camino y una función de estado.

1.4. DENSIDAD, VOLUMEN ESPECÍFICO Y DENSIDAD RELATIVA

La **densidad** ρ se define como la masa por unidad de volumen:

$$\rho \equiv \frac{\text{masa}}{\text{volumen}} = \frac{m}{V} \quad [1.8]$$

La **densidad relativa** de una sustancia es el cociente entre su densidad y la del agua a una temperatura dada, como 4 °C, o 20 °C, o 60 °F, y una atmósfera:

$$\text{Densidad relativa} \equiv \frac{\rho}{\rho_{\text{H}_2\text{O}}} \quad [1.9]$$

Es más frecuente encontrar las densidades relativas de sólidos y líquidos en libros de manuales, que sus densidades. La densidad del agua a 4 °C está cercana a 1,00 g/cm³ (kg/L), 1.000 kg/m³, o 62,4 lb_m/ft³, mientras que la del mercurio líquido se encuentra próxima a 13,6 g/cm³, 13.600 kg/m³, o a 850 lb_m/ft³.

En el apartado anterior se ha definido el **volumen específico** v de una sustancia como el volumen por unidad de masa. Así pues, es el inverso de la densidad

$$v \equiv \frac{\text{volumen}}{\text{masa}} = \frac{V}{m} = \frac{1}{\rho} \quad [1.10]$$

Las unidades de masa en v o ρ son normalmente gramos o kilogramos (en el SI) o libras-masa (en el USCS). Sin embargo, a veces resulta útil emplear el *mol* (véase el Apdo. 1.2 y la Tabla 1.1) como unidad de masa. Así, unidades típicas para el volumen específico en el SI podrían ser m³/kg, cm³/g, o m³/kmol. En unidades del USCS, la elección es normalmente ft³/lb_m o ft³/lbmol. La densidad molar, N/V , podría expresarse en kmol/m³, por ejemplo. Por tanto, cualquier propiedad definida parcialmente en función de la masa del sistema se puede expresar en las unidades convencionales de masa o en unidades molares. El **peso específico** w de una sustancia es el peso por unidad de volumen.

$$w = \frac{\text{peso}}{\text{volumen}} = \frac{W}{V} \quad [1.11]$$

También se puede evaluar a partir de $w = \rho g$, donde g es la aceleración local de la gravedad.

1.5. PRESIÓN

La **presión** P se define como la fuerza normal por unidad de área que actúa sobre la frontera del sistema. En los sistemas en reposo, la presión es uniforme en todas las direcciones alrededor de un volumen elemental de fluido. Sin embargo, la presión puede variar dentro del sistema en el caso de un fluido en presencia de un campo gravitatorio. La variación de la presión al aumentar la profundidad en una piscina o un lago y la variación de la presión atmosférica con la altura son ejemplos conocidos. Como se muestra en la Figura 1.8, la variación de la presión con la altura es mucho mayor en líquidos que en gases. Así, la presión de un gas generalmente puede considerarse uniforme, debido a la pequeña altura de la mayoría de los sistemas de interés.

1.5.1. UNIDADES DE PRESIÓN

La unidad básica de presión en el SI es el *pascal* (Pa). Por definición,

$$1 \text{ pascal} = 1 \text{ Pa} = 1 \text{ N/m}^2$$

En los estudios de ingeniería, el pascal a menudo resulta una unidad de presión relativamente pequeña. De ahí que para tabular o dar datos se utilice comúnmente el kilopascal (kPa) o el megapascal (MPa). En este texto también se emplea el *bar* como una unidad del SI. Su relación con otras unidades es

$$1 \text{ bar} \equiv 10^5 \text{ N/m}^2 = 10^2 \text{ kPa} = 0,1 \text{ MPa}$$

Las unidades de presión más frecuentemente utilizadas en el sistema USCS son libras-fuerza por pulgada cuadrada (lb_f/in² o psi), o la atmósfera (atm).

1.5.2. LA ATMÓSFERA ESTÁNDAR

Aunque la presión atmosférica varía con el lugar de la tierra y con el tiempo, la *atmósfera estándar* constituye una referencia valiosa para el valor de la presión. Se define como la presión ejercida por una columna de mercurio de 760 mm de altura exactamente a 273,15 K y bajo la aceleración de la gravedad estándar (o 29,92 inHg a 0 °C). Algunas de las equivalencias en otras unidades son

$$1 \text{ atm} = 1,01325 \text{ bar} = 1,01325 \times 10^5 \text{ N/m}^2 = 14,696 \text{ lb}_f/\text{in}^2 \text{ (psia)}$$

Adviértase que 1 bar es ligeramente más pequeño que 1 atm.

1.5.3. PRESIONES ABSOLUTA Y MANOMÉTRICA

La presión en un lugar determinado de un sistema puede darse referida a la presión cero o referida a la presión atmosférica. La **presión absoluta** se mide respecto a la presión absoluta cero. El adjetivo calificativo es necesario, puesto que, experimentalmente, la mayoría de los dispositivos de medida de presión miden lo que se conoce como presión manométrica. Una **presión manométrica** es la diferencia de presión entre la presión absoluta del fluido y la presión atmosférica. Esto es, $P_{\text{man}} = P_{\text{abs}} - P_{\text{atm}}$. Como una lectura manométrica puede ser tanto positiva como negativa, una relación general entre las presiones absoluta y relativa es

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{atm}} + P_{\text{man}} \quad [1.12]$$

Una presión manométrica negativa, que se tiene cuando la presión atmosférica es mayor que la presión absoluta, frecuentemente recibe el nombre de **presión de vacío**. Por ejemplo, una presión de vacío de +30 kPa (0,30 bar) es una presión manométrica de -30 kPa. Si la presión atmosférica es 100 kPa, la presión absoluta correspondiente es 70 kPa. Si en este texto no se señala que un valor de presión es una lectura manométrica, se supone que es un valor de presión absoluta. En la literatura técnica las letras «a» y «g» se añaden con frecuencia a las abreviaturas para indicar la diferencia entre valores absolutos y manométricos, respectivamente. Por ejemplo, las presiones absoluta y manométrica en libras por pulgada cuadrada se designan por «psia» y «psig», respectivamente. En algunos casos se emplean los símbolos «lb_f/in² gage» o «mbar gage». La Figura 1.9 ilustra las relaciones entre los distintos tipos de presión.

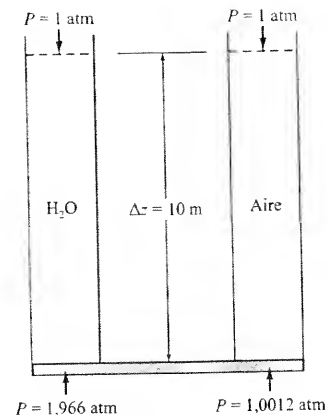


Figura 1.8. Efecto de la densidad del fluido en la variación de presión.

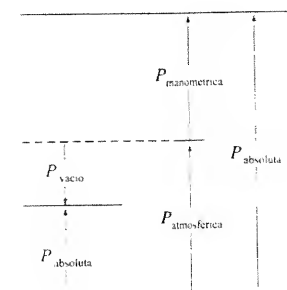


Figura 1.9. Relaciones entre las presiones absoluta, atmosférica, manométrica y de vacío.



Nótese la diferencia entre presión absoluta y presión manométrica positiva o negativa.

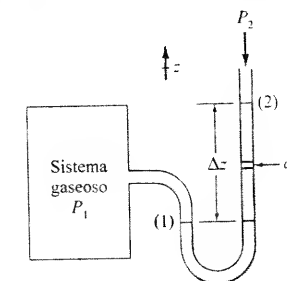


Figura 1.10. Medida de una diferencia de presión en función de la altura de una columna líquida.

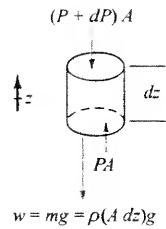


Figura 1.11. Balance de fuerzas en un elemento fluido de una columna de líquido.

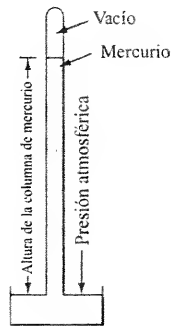


Figura 1.12. Dispositivo para medir la presión barométrica.

EJEMPLO 1.3

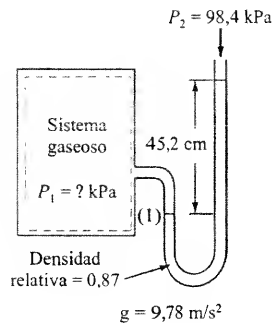


Figura 1.13. Esquema y datos del Ejemplo 1.3.

1.5.4. EL MANÓMETRO Y EL BARÓMETRO

Un instrumento que mide una diferencia de presión en función de la altura de una columna líquida recibe el nombre de **manómetro**. Considérese la situación mostrada en la Figura 1.10. Un tubo que contiene un líquido está conectado a un depósito lleno de un gas a una presión P_1 . En la parte superior de la columna líquida se ejerce una presión P_2 . La diferencia de presión $P_1 - P_2$ se puede determinar conociendo la altura de la columna líquida Δz . El diferencial de altura dz mostrado en la Figura 1.10 aparece como un elemento fluido en la Figura 1.11. Sobre este elemento fluido actúan tres fuerzas en la dirección z . Dos de ellas son fuerzas normales de compresión, y la tercera es el peso de dicho elemento en el campo gravitatorio g efectuando un balance de fuerzas en el equilibrio

$$dP = -\rho g dz \quad [1.13]$$

Esta es la forma general de la *ecuación de la hidrostática* de la Física fundamental. Para los líquidos, la densidad ρ es básicamente independiente de la presión. Además, la variación de g con la altura es despreciable en las aplicaciones del manómetro. Si g y ρ se consideran constantes, la integración de la Ecuación [1.12] conduce a

$$\Delta P = P_2 - P_1 = -\rho g \Delta z \quad [1.14]$$

El signo negativo resulta del convenio de tomar la altura z positiva hacia arriba, mientras que P disminuye en ese sentido.

A la presión atmosférica real se la suele llamar **presión barométrica**. Su valor no es constante, sino que varía con el lugar de la Tierra y con el tiempo. En la Figura 1.12 se muestra un esquema de un barómetro para medir presión barométrica o atmosférica. Nótese que en la zona del tubo que queda por encima del mercurio hay esencialmente vacío.

Para medir la presión de un depósito se emplea un manómetro. El líquido manométrico es un aceite de densidad relativa 0,87 y la altura del líquido Δz es 45,2 cm. Si la presión barométrica es 98,4 kPa, determínese la presión absoluta en el depósito, en kilopascales y atmósferas, si $g = 9,78 \text{ m/s}^2$.

Solución

Datos. Un manómetro con una columna de líquido de 45,2 cm de altura, Figura 1.13.

Incógnitas. $P_{1,\text{abs}}$ en el depósito, en kPa y atm.

Análisis. El sistema es el gas del interior del depósito mostrado en la Figura 1.13. La presión absoluta dentro del depósito se obtiene a partir de la ecuación de la hidrostática representada por la Ecuación [1.12], $dP = -\rho g dz$. Debido a la escasa longitud de la columna de líquido, es razonable *suponer* que la densidad ρ del líquido y la aceleración local de la gravedad g son constantes. La integración conduce a la Ecuación [1.13]

$$P_{1,\text{abs}} = P_2 + \rho g \Delta z$$

La densidad del aceite se obtiene de la Ecuación [1.9], a saber, $\rho_{\text{aceite}} = (\text{densidad relativa}) \rho_{\text{agua}}$. Se toma el valor de la densidad del agua a temperatura ambiente, $1,00 \text{ g/cm}^3$ o 1.000 kg/m^3 (véase el Apdo. 1.4). Por tanto

$$\rho_{\text{aceite}} = 0,87(1.000 \text{ kg/m}^3) = 870 \text{ kg/m}^3$$

Introduciendo este valor en la Ecuación [1.13] se tiene

$$P_{1,\text{abs}} = 98,4 \text{ kPa} + \frac{870 \text{ kg}}{\text{m}^3} \times \frac{9,78 \text{ m}}{\text{s}^2} \times 0,452 \text{ m} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kPa}}{10^3 \text{ N/m}^2}$$

$$= (98,4 + 3,8) \text{ kPa} = 102,2 \text{ kPa}$$

Como $1 \text{ atm} = 101,3 \text{ kPa}$, P_1 también es igual a 1 atm .

En un barómetro se lee (a) 735 mmHg, y (b) 28,90 inHg a temperatura ambiente. Determínese la presión atmosférica (barométrica) del apartado a en mbar y del apartado b en lb_f/in^2 (psia).

Solución

Datos. Lecturas barométricas de (a) 735 mmHg y (b) 28,90 inHg, a temperatura ambiente.

Incógnitas. Presión atmosférica de (a) en mbar y (b) en lb_f/in^2 .

Análisis. La conversión en presión de una medida de la altura del líquido de un barómetro se efectúa mediante la Ecuación [1.12], $dP = -\rho g dz$. Suponiendo que la densidad y la aceleración local de la gravedad son constantes para esa pequeña altura, esta ecuación se convierte en la Ecuación [1.13]

$$\Delta P = P_2 - P_1 = -\rho g \Delta z$$

La solución de la ecuación de la hidrostática anterior necesita datos de ρ y g .

(a) En el Apartado 1.4, la densidad del mercurio a temperatura ambiente viene dada como $13,6 \text{ g/cm}^3$, o 13.600 kg/m^3 , y se supone que este valor es relativamente independiente de la temperatura. Como no se especifica la situación, también se supone para g el valor estándar de $9,807 \text{ m/s}^2$. Con respecto a la Figura 1.14, P_1 en un barómetro es la presión atmosférica y P_2 es el vacío total, es decir, $P_2 = 0$. Por tanto, basándose en la ecuación de la hidrostática

$$P_{\text{atm}} = \rho g \Delta z$$

$$= 13.600 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \times 9,807 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

$$\times 735 \text{ mm} \times \frac{\text{m}}{10^3 \text{ mm}} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}}$$

$$= 0,980 \times 10^5 \text{ N/m}^2$$

$$= 0,980 \text{ bar}$$

$$= 980 \text{ mbar}$$

Este valor resulta ligeramente inferior al de una atmósfera estándar, que es de 1.013 mbar .

(b) Se toma de nuevo la densidad del mercurio igual a $13,6 \text{ g/cm}^3$. Como no se especifica la situación, se *supone* para g el valor estándar de $32,174 \text{ ft/s}^2$. Primero, basándose en la conversión de unidades de la Tabla A.1 (o en datos del Apdo. 1.4)

$$\rho_{\text{Hg}} = 13,6 \text{ g/cm}^3 \times \frac{1 \text{ lb}_m/\text{ft}^3}{0,01602 \text{ g/cm}^3} = 850 \text{ lb}_m/\text{ft}^3$$

EJEMPLO 1.4

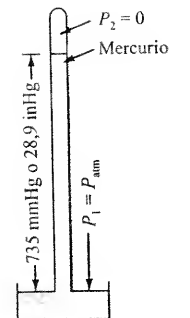


Figura 1.14. Esquema y datos del Ejemplo 1.4.

La aplicación de la Ecuación [1.14], $P_{\text{atm}} = \rho g \Delta z$, da entonces

$$P_{\text{atm}} = 850 \frac{\text{lb}_m}{\text{ft}^3} \times 32,174 \frac{\text{ft}}{\text{s}^2} \times 28,90 \text{ in} \\ \times \frac{1 \text{ ft}^3}{1,728 \text{ in}^3} \times \frac{1 \text{ lb}_f \cdot \text{s}^2}{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}} \\ = 14,20 \text{ lb}_f/\text{in}^2$$

Este valor es ligeramente inferior al de una atmósfera estándar, que es 14,696 psia.

EJEMPLO 1.5

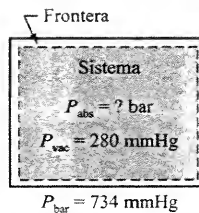


Figura 1.15. Esquema y datos del Ejemplo 1.5, apartado a.

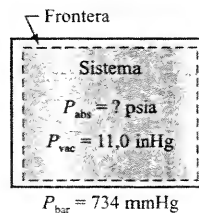


Figura 1.16. Esquema y datos del Ejemplo 1.5, apartado b.

EJEMPLO 1.6

Un manómetro mide (a) 1,60 bar (manométrica) cuando el barómetro da una lectura de 755 mmHg, y (b) 23,0 psig cuando el barómetro marca 28,9 inHg. Obténgase la presión absoluta del sistema (a) en bar, y (b) en psia.

Solución

Datos. (a) Lectura del manómetro 1,60 bar y del barómetro 755 mmHg; (b) lectura del manómetro 23,0 psi y del barómetro 28,9 mmHg.

Si el barómetro marca 734 mmHg, determínese (a) la presión absoluta, en bar, de un sistema con una presión de vacío de 280 mmHg, y (b) cuál es la presión absoluta, en psia, equivalente a una presión de vacío de 11,0 inHg de un sistema. Despréciase la influencia de la temperatura sobre la densidad del mercurio.

Solución

Datos. Lectura del barómetro de 734 mmHg, presiones de vacío de un sistema, de (a) 280 mmHg, y (b) 11,0 inHg. Despréciase la influencia de la temperatura sobre la densidad del mercurio.

Incógnitas. Presión absoluta del sistema (a) en bar, (b) en psia.

Análisis. (a) El sistema se muestra en la Figura 1.15. Una lectura de presión de vacío es la diferencia entre la presión barométrica o atmosférica y la presión absoluta, de acuerdo con la Ecuación [1.12]. En este caso, la presión absoluta del sistema es igual a $734 - 280$, o 454, mmHg. En la Tabla A.1 se encuentra que $760 \text{ mmHg} = 1 \text{ atm} = 1,013 \text{ bar}$ a 0°C . Despreciando el efecto de la temperatura en esta conversión de unidades, se encuentra que

$$P_{\text{abs}} = 454 \text{ mmHg} \times \frac{1,013 \text{ bar}}{760 \text{ mmHg}} \\ = 0,605 \text{ bar}$$

(b) El sistema se muestra en la Figura 1.16. Una lectura barométrica de 734 mmHg es igual a 28,9 inHg. Así, la presión absoluta del sistema es igual a $28,9 - 11,0$, o 17,9, inHg. En la Tabla A.II se encuentra que 1 inHg es igual a 0,491 psi a 32°F . Despreciando cualquier efecto de la temperatura

$$P_{\text{abs}} = 17,9 \text{ inHg} \times \frac{0,491 \text{ psia}}{1 \text{ inHg}} \\ = 8,79 \text{ psia}$$

Este valor resulta considerablemente inferior al barométrico de 14,20 psia.

Incógnitas. Presión absoluta (a) en bar, (b) en psia.

Análisis. La presión absoluta es la suma de la presión manométrica y de la presión barométrica, como indica la Ecuación [1.11].

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{atm}} + P_{\text{man}} = P_{\text{bar}} + P_{\text{man}}$$

(a) Empleando un factor de conversión de presión de la Tabla A.1 se obtiene

$$P_{\text{bar}} = 755 \text{ mmHg} \times \frac{1,013 \text{ bar}}{760 \text{ mmHg}} = 1,01 \text{ bar}$$

y

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{bar}} + P_{\text{man}} = (1,01 + 1,60) \text{ bar} = 2,61 \text{ bar}$$

Este último valor es equivalente a 2,58 atm.

(b) De acuerdo con el factor de conversión de la Tabla A.II

$$P_{\text{bar}} = 28,9 \text{ inHg} \times \frac{0,491 \text{ psi}}{1 \text{ inHg}} = 14,1 \text{ psi}$$

y

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{man}} + P_{\text{bar}} = (23,0 + 14,1) \text{ psia} = 37,1 \text{ psia}$$

Un émbolo de 45 kg de masa y área $0,020 \text{ m}^2$ encierra un gas en equilibrio mecánico que se encuentra en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo colocado verticalmente. Sobre la cara externa del émbolo actúa una presión barométrica de 1,020 bar, y la aceleración local de la gravedad es $9,75 \text{ m/s}^2$. Determínese la presión en el cilindro, en bar.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas, según se muestra en la Figura 1.17.

Incógnitas. Presión del gas, en bar.

Análisis. La presión del gas se obtiene del balance de fuerzas que actúan sobre el émbolo en sentido vertical, como se muestra en la Figura 1.18. Así, para una sección recta de área A

$$P_{\text{gas}}A = P_{\text{bar}}A + W_{\text{émbolo}}$$

donde el peso W del émbolo viene dado por mg . Sustituyendo valores se tiene

$$P_{\text{gas}} = P_{\text{bar}} + \frac{mg}{A} = 1,020 \text{ bar} + \frac{45 \text{ kg} \times 9,75 \text{ m/s}^2}{0,020 \text{ m}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{1 \text{ kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ bar} \cdot \text{m}^2}{10^5 \text{ N}} \\ = (1,020 + 0,219) \text{ bar} = 1,239 \text{ bar}$$

Comentario. Nótese que el término mg/A se ha multiplicado por $1 \text{ N} \cdot \text{s}^2/\text{kg} \cdot \text{m}$ para convertir los $\text{kg}/\text{m} \cdot \text{s}^2$ a unidades estándar de presión, N/m^2 .

EJEMPLO 1.7

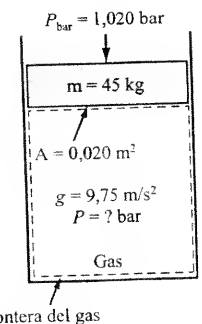


Figura 1.17. Esquema y datos del Ejemplo 1.7.

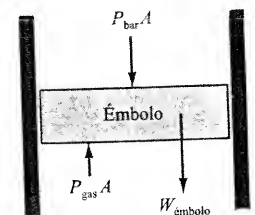


Figura 1.18. Balance de fuerzas sobre el émbolo del Ejemplo 1.7.

1.6. LEY CERO Y TEMPERATURA

En este apartado se estudian algunas características importantes de la temperatura. Considérense dos sistemas X e Y que inicialmente se encuentran en equilibrio por separado. Si se los pone en contacto a través de una frontera rígida común, existen dos posibles resultados con respecto a los estados finales de los sistemas. Una posibilidad es que los estados de X e Y permanezcan inalterados macroscópicamente. La segunda posibilidad es que se observe que ambos sistemas experimentan un cambio de estado hasta alcanzar un nuevo estado de equilibrio. Estos cambios de estado son debidos a una interacción entre X e Y . Cuando dos sistemas aislados de su entorno local no experimentan cambio posterior alguno, incluso si se los pone en contacto por medio de una frontera rígida común, se dice que se encuentran en *equilibrio térmico*. Nótese que ambos sistemas cambian de estado al ir evolucionando hacia el equilibrio térmico.

Es un hecho experimental que el valor de una única propiedad sea suficiente para determinar si los sistemas van a estar en equilibrio térmico cuando se los ponga en contacto a través de una frontera rígida común. Esta propiedad es la *temperatura*. Si tiene lugar una interacción, se dice que los dos sistemas implicados tienen temperaturas distintas. Tal interacción seguirá teniendo lugar hasta que las temperaturas de los dos sistemas se hagan iguales y se alcance el equilibrio térmico. En la Figura 1.19 se ilustra el concepto de equilibrio térmico. Originalmente, las sustancias A y B están aisladas de su medio ambiente y entre sí. El desplazamiento de la barrera térmica (como puede ser un aislante) permite a A y B evolucionar hacia una temperatura común cuando se ponen en contacto térmico.

1.6.1. LA LEY CERO

Basándose en la observación experimental, se encuentra que cuando cada uno de los dos sistemas está en equilibrio térmico con un tercero, también se encuentran en equilibrio térmico entre sí. Este enunciado es un postulado de la Termodinámica conocido como la *ley cero*. Es un enunciado basado en la experiencia corriente. Esta ley es importante en termometría y en el establecimiento de las escalas empíricas de temperatura. En la práctica, el tercer sistema de la ley cero es un termómetro. Se le pone en contacto térmico con un conjunto de patrones de temperatura y se calibra. Posteriormente, el termómetro se lleva al equilibrio con un sistema de temperatura desconocida, y se determina un valor. Si existe equilibrio durante el proceso de calibración y durante el ensayo con el sistema, en virtud de la ley cero, la temperatura del sistema debe ser la misma que la establecida con los patrones de calibración.

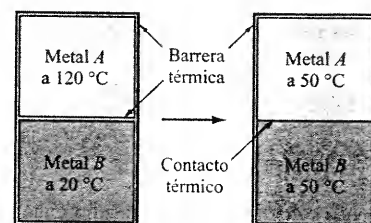


Figura 1.19. Concepto de equilibrio térmico.



¿Por qué es importante la ley cero en termometría?

En la Figura 1.20 se muestra la aplicación de la ley cero a la medida de temperatura. Los sistemas 1 y 2 se encuentran a las temperaturas T_1 y T_2 , respectivamente. Si $T_1 = T_3$ y $T_2 = T_3$ cuando el sistema 3 se pone en contacto térmico con los dos sistemas independientemente, entonces $T_1 = T_2$. Es decir, los sistemas 1 y 2 se encontrarían inmediatamente en equilibrio térmico al ponerlos en contacto.

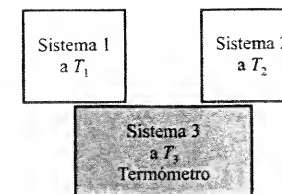


Figura 1.20. Ilustración de la ley cero.

1.6.2. PROPIEDADES TERMOMÉTRICAS Y TERMÓMETROS

La temperatura es una propiedad muy importante en termodinámica, y su valor puede obtenerse fácilmente por medida indirecta con instrumentos calibrados. La temperatura de un sistema se determina poniendo en contacto con el sistema un segundo cuerpo, un termómetro, y permitiendo que se alcance el equilibrio térmico. El valor de la temperatura se obtiene midiendo alguna propiedad del termómetro dependiente de la temperatura. Cualquier propiedad de este tipo recibe el nombre de *propiedad termométrica*. Las propiedades de los materiales empleados en los dispositivos de medida de temperatura que se utilizan habitualmente incluyen:

1. Volumen de gases, líquidos y sólidos.
2. Presión de gases a volumen constante.
3. Resistencia eléctrica de sólidos.
4. Fuerza electromotriz de dos sólidos distintos.
5. Intensidad de radiación (a temperaturas altas).
6. Efectos magnéticos (a temperaturas extremadamente bajas).

Las cinco primeras propiedades termométricas de la lista anterior se usan de manera bastante habitual para medir temperatura. El tan familiar termómetro de vidrio constituye un ejemplo del empleo del cambio de volumen de un líquido como propiedad termométrica. Un termómetro de gas a volumen constante, estudiado con más detalle en el Apartado 1.6.4, utiliza como propiedad termométrica la presión del gas en una ampolla. Los sensores de resistencia eléctrica son tanto conductores normales (como el platino) como semiconductores. Este último tipo recibe el nombre de termistor. Los dispositivos basados en la utilización de la fuerza electromotriz de sólidos distintos se llaman termopares. Los instrumentos que emplean la intensidad de radiación son conocidos como pirómetros ópticos o de radiación.

1.6.3. ESCALAS DE TEMPERATURA

La escala de temperatura absoluta empleada por científicos e ingenieros en el SI es la *escala Kelvin*. Desde 1954 se ha venido recomendando en una conferencia internacional la asignación del valor de 273,16 en la escala Kelvin de temperatura a un estado de referencia tal que el agua sólida, líquida y gaseosa coexisten en equilibrio. Un estado en el que coexisten en equilibrio tres fases de una sustancia pura se llama *estado triple* (o punto triple) de la sustancia. El punto triple del agua es 0,01 K mayor que el punto normal de congelación, o de hielo, del agua. Así, el agua se congela a 273,15 K (a 1 atm), que se define como 0 °C en la *escala Celsius de temperatura*. Así, la escala Celsius se relaciona con la escala Kelvin mediante

$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15$$

[1.15]



¿Tendrá el punto triple del agua el mismo valor en Washington, D.C., que en Moscú?

Nótese que un incremento de temperatura tiene el mismo valor en cualquiera de las dos escalas. En este texto se redondeará con frecuencia el valor de 273,15 a 273, cuando no se necesite mucha precisión.

En el sistema USCS hay dos escalas de temperatura adicionales, la *escala Rankine* y la *escala Fahrenheit*. La temperatura en grados Rankine (°R) se define arbitrariamente como 1,8 veces la temperatura en kelvin. Por tanto,

$$T(^{\circ}\text{R}) = 1,8T(\text{K})$$

[1.16]

Con respecto a los incrementos de temperatura, se ve que 1 K = 1,8 °R. La temperatura del punto triple del agua es, por tanto, 491,69 °R. La escala Fahrenheit T(°F) se define como

$$T(^{\circ}\text{F}) = T(^{\circ}\text{R}) - 459,67$$

[1.17a]

En este texto se redondea con frecuencia el valor de 459,67 a 460. Por último, cuando se sustituyen las Ecuaciones [1.15] y [1.16] en la Ecuación [1.17a], se tiene que

$$T(^{\circ}\text{F}) = 1,8T(^{\circ}\text{C}) + 32$$

[1.17b]

Esta ecuación muestra que el agua a 1 atm se congela a 32 °F. En la Figura 1.21 se muestra una comparación entre estas cuatro escalas de temperatura. Nótese en la figura que medidas recientes basadas en un termómetro de gas a volumen constante (véase el subapartado siguiente) indican que el punto normal de ebullición del agua (a 1 atm) es 99,97 °C, o 211,95 °F. En las relaciones termodinámicas, el símbolo *T* para la temperatura siempre indica un valor de temperatura absoluta (kelvin o grados Rankine), a menos que se establezca específicamente en función de las otras dos escalas.

1.6.4. TERMÓMETRO DE GAS IDEAL A VOLUMEN CONSTANTE

Entre las propiedades termométricas empleadas en la medida de la temperatura está la presión de un gas mantenido a volumen constante. En la Figura 1.22 se ilustra el funcionamiento de un *termómetro de gas a volumen constante*. El tubo de la izquierda se sube o se baja hasta que el nivel del mercurio de la parte derecha del tubo en U se encuentra en la marca indicada. Entonces, la altura *z* de la columna de mercurio es una medida de la presión manométrica del gas del interior del bulbo del termómetro. La altura *z* variará al cambiar la presión del gas. El análisis que sigue mostrará que la variación de presión está directamente relacionada con la variación de temperatura.

	K	°C	°R	°F
Temperatura normal de ebullición del H ₂ O	375,15	99,97	671,67	211,95
Punto triple del H ₂ O	273,16	0,01	491,69	32,02
	273,15	0,00	491,67	32,00
Cero absoluto	0,00	-273,15	0,00	-459,67

Figura 1.21. Comparación de escalas de temperatura.

Basándose en los datos experimentales reflejados en la Figura 1.23, se observa que todos los gases tienen el mismo valor de *Pv* a una temperatura dada, si la presión es extremadamente baja. Por tanto, la magnitud *Pv* se puede emplear como propiedad termométrica para medir la temperatura, independientemente de la naturaleza del gas. A presiones extremadamente bajas, *Pv* variará linealmente con *T*, con un alto grado de precisión. Si un termómetro contiene un gas a baja presión, cuando el termómetro se ponga en contacto con dos sistemas a temperaturas diferentes, se encontrará que en el límite de *p* → 0

$$\frac{T}{T^*} = \frac{Pv}{(Pv)^*}$$

donde el asterisco representa un estado de referencia. Si el gas del termómetro se mantiene a volumen constante, la ecuación anterior queda reducida a

$$\frac{T}{T^*} = \frac{P}{P^*}$$

[1.18]

Esto es, cuando un termómetro de gas a volumen constante se pone en contacto con un sistema de interés y después con un sistema en un estado de referencia, el cociente de las presiones del gas medidas permite evaluar la temperatura del sistema real relativa a un valor *T** asignado a un estado de referencia. Si se elige *T** igual a 273,16 K (la temperatura del punto triple del agua), la temperatura Kelvin *T*(K) de cualquier otro estado, medida con un termómetro de gas, viene dada por

$$T(\text{K}) = 273,16 \frac{P}{P_{\text{pt}}}$$

[1.19]

donde *P* y *P_{pt}* son presiones absolutas. Por tanto, la temperatura de una sustancia en un estado dado puede determinarse midiendo el valor de *P* cuando el termómetro de gas se encuentra en equilibrio con la sustancia, y midiendo *P_{pt}* cuando el termómetro está en equilibrio con el punto triple (pt) del agua.

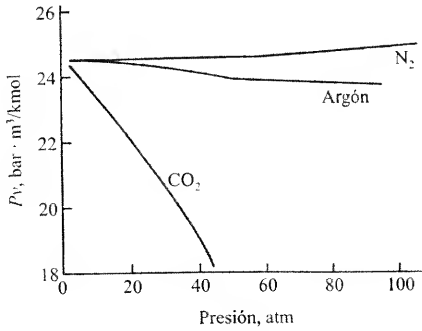


Figura 1.23. Datos experimentales que muestran la variación de *Pv* con la presión para varios gases a una temperatura dada.

A la escala de temperatura basada en el termómetro de gas a volumen constante se la denomina generalmente como la *escala de temperatura de gas ideal*. Se supone que la presión del gas del termómetro se mantiene relativamente baja, de modo que la lectura de presión no depende de la naturaleza del gas. Sin embargo, en esta escala de temperatura los valores todavía dependen del comportamiento de un determinado tipo de sustancias, a saber, los gases. No obstante, es una escala apropiada debido a su linealidad, y se puede demostrar que esta escala coincide con una escala «absoluta» de temperatura, o escala termodinámica de

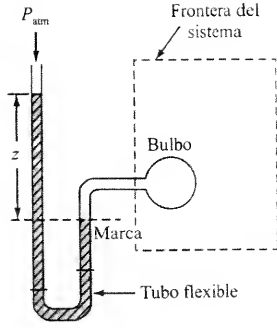


Figura 1.22. Termómetro de gas ideal a volumen constante.

temperatura, desarrollada en los Apartados 6.5.3 y 6.6.3 sobre la base de la segunda ley de la Termodinámica. De esto se deduce que el termómetro de gas a baja presión es un dispositivo que mide una temperatura verdaderamente termodinámica.

EJEMPLO 1.8

Un termómetro de gas a volumen constante que contiene nitrógeno se pone en contacto con un sistema de temperatura desconocida y a continuación en contacto con un sistema que se mantiene en el punto triple del agua. La columna de mercurio sujeta al dispositivo marca 59,2 y 2,28 cm para los dos sistemas, respectivamente. Si la presión barométrica es 960 mbar (96,0 kPa), la densidad del mercurio es 13.600 kg/m³, y $g = 9,807 \text{ m/s}^2$, hállese la temperatura desconocida, en kelvin.

Solución

Datos. El Δz de un termómetro de gas a volumen constante es 59,2 y 2,28 cm a una temperatura desconocida T y a la temperatura del punto triple, según se muestra en la Figura 1.24.

Incógnitas. T , en kelvin.

Análisis. Si el nitrógeno del termómetro está a presión baja, la temperatura desconocida se encuentra aplicando la Ecuación [1.19], a saber,

$$T(\text{K}) = 273,16 \frac{P}{P_{\text{pt}}}$$

Los valores de P y P_{pt} han de ponerse en unidades absolutas. Los valores de estas presiones, a su vez, se obtienen de la Ecuación [1.11], es decir, $P_{\text{abs}} = P_{\text{man}} + P_{\text{atm}}$. La presión manométrica positiva debida a Δz se determina con la Ecuación [1.13]. De modo que se encuentran involucrados unos cuantos principios básicos. Primero, aplicando la Ecuación [1.13] con los factores de conversión apropiados, se encuentra que las medidas de las presiones manométricas en el caso de la temperatura desconocida (caso 1) y en el caso del punto triple (caso 2) son

$$\begin{aligned} P_{\text{man},1} &= \rho g \Delta z \\ &= 13.600 \text{ kg/m}^3 \times 9,807 \text{ m/s}^2 \times 59,2 \text{ cm} \times \frac{\text{m}}{100 \text{ cm}} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \\ &= 78.950 \text{ N/m}^2 = 790 \text{ mbar (79,0 kPa)} \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned} P_{\text{man},2} &= 13.600 \times 9,807 \times 2,28 \times 10^{-2} \\ &= 3.040 \text{ N/m}^2 = 30,4 \text{ mbar (3,04 kPa)} \end{aligned}$$

Por tanto, las presiones absolutas en los dos casos son

$$\begin{aligned} P_{\text{abs}} \text{ (temperatura desconocida)} &= (790 + 960) \text{ mbar} \\ &= 1.750 \text{ mbar (175 kPa)} \\ P_{\text{abs}} \text{ (temperatura del punto triple)} &= (30,4 + 960) \text{ mbar} \\ &= 990,4 \text{ mbar (99,04 kPa)} \end{aligned}$$

Para la temperatura absoluta desconocida, la Ecuación [1.19] conduce a

$$T = 273,16 \frac{P}{P_{\text{pt}}} = 273,16 \text{ K} \times \frac{1.750}{990,4} = 483 \text{ K (210 °C)}$$

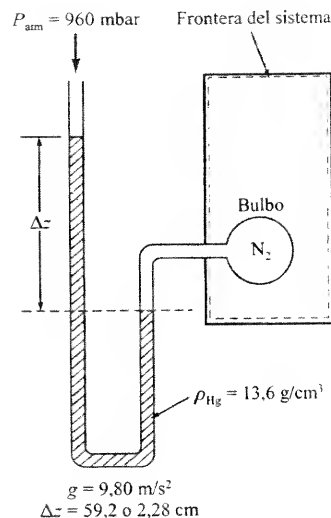


Figura 1.24. Esquema y datos del Ejemplo 1.8.

1.7. TÉCNICAS DE RESOLUCIÓN DE PROBLEMAS

El diseño en ingeniería que incluye los principios termodinámicos necesita resolver una gran cantidad de problemas. Por tanto, es importante adquirir buenos hábitos con respecto a los procedimientos de resolución de problemas. Hay ciertos pasos bastante comunes en la mayoría de los análisis termodinámicos. Un problema o un ejemplo comienza generalmente por una declaración escrita. La información contenida en este enunciado ha de ser trasladada a esquemas, diagramas de propiedades y ecuaciones simbólicas que representan los principios básicos. El uso de los subapartados de *Datos*, *Incógnitas* y *Análisis* en la resolución de un problema se ha propuesto en el Apartado 1.2 por primera vez, y se ha ilustrado a lo largo de este capítulo. La división de un análisis en varios subapartados resulta apropiada para analizar todos los sistemas complejos y los procesos.

El método sugerido en los ejemplos de este capítulo se ampliará hasta cinco subapartados a lo largo del texto. También aparecerá en muchos casos un sexto subapartado titulado *Comentarios*. Además, algunos ingenieros prefieren designar a un esquema preliminar del sistema como el subapartado *Esquema* de la solución. Es una cuestión de gustos. A continuación se presenta un estudio más detallado sobre estos subapartados de la resolución de un problema.

1. **Datos.** Se escribe una breve descripción del sistema. Se dibuja un esquema del sistema, señalando la frontera elegida por medio de una línea discontinua. Los datos conocidos aparecen en los lugares adecuados del esquema. Se señalan las interacciones a través de las fronteras, incluyendo su magnitud y sentido si se conocen. Este paso permite visualizar el problema sin tener que recurrir al enunciado original del problema.
2. **Incógnitas.** Una lista de las respuestas deseadas en las unidades pedidas.
3. **Modelo.** Se enumeran las idealizaciones e hipótesis que se consideran adecuadas. Por ejemplo, ¿es un proceso a presión, temperatura o volumen constante? Estas frases sobre cómo suceden las cosas son extremadamente importantes. ¿Las condiciones en la frontera son tales que puede desprejarse la transferencia de calor? ¿Qué otros términos de carácter energético podrían desprejarse? ¿El sistema es cerrado o abierto, es régimen estacionario o transitorio? Puede que algunas de las hipótesis necesarias no se pongan de manifiesto hasta haber comenzado el análisis. Si no aparecen en el subapartado *modelo*, deben señalarse con claridad en el subapartado *análisis*.
4. **Metodología.** Una descripción de la manera de resolver el problema. Se hace referencia a las ecuaciones básicas que se pueden aplicar. No se citan valores numéricos. Más que abordar el problema de una manera aleatoria, el apartado metodología requiere que quien resuelva el problema piense un poco en la solución antes de llevar a cabo ningún cálculo real. Este apartado debería ser lo más breve posible, pero aun así, debe transmitir alguna sugerencia sobre el método de análisis.
5. **Análisis.** Aquí se lleva a cabo la verdadera evaluación simbólica y numérica. Este paso incluye la utilización de principios básicos, relaciones entre propiedades y datos, y las idealizaciones e hipótesis apropiadas. Es posible que no esté claro el orden real de los pasos del análisis de un problema complejo. Se ha de tener cuidado con las unidades y con los signos. Los pasos del análisis pueden ser los siguientes:

- A. Deben aplicarse los principios fundamentales. Por ejemplo, escribir un balance energético *básico* apropiado. Indicar qué términos son cero o despreciables. Si es necesario, aplicar un balance de masa al sistema. Identificar el signo de los términos según el convenio de signos adoptado.

- B. Utilizar las relaciones entre propiedades. Identificar las tablas, diagramas y ecuaciones que contienen los datos pertinentes de las propiedades. Los datos de las propiedades empleados dependen del modelo de sustancia adoptado.
 - C. Hacer un esquema de los diagramas de propiedades (como se discute en capítulos posteriores). Tales diagramas ayudan en el desarrollo del análisis o en la interpretación de los resultados. Mostrar claramente los estados inicial y final e indicar el camino del proceso si es posible. Algunas veces, los diagramas de propiedades resultan útiles para determinar qué tipo de datos puede ser necesario para la resolución numérica.
 - D. Terminar la solución. Algunos ingenieros prefieren analizar un problema simbólicamente hasta el final antes de dar valores. Otros van evaluando según avanzan. Es una cuestión de gustos. En este texto, generalmente se sustituirán los datos según avanza el análisis, con el fin de destacar los órdenes de magnitud de varias cantidades importantes. Hay que asegurarse de la consistencia de las unidades empleadas en las distintas ecuaciones. A la luz de la experiencia, ¿es razonable la solución numérica? Todos los problemas de este texto se han diseñado para dar soluciones consistentes con la experiencia habitual.
6. **Comentarios.** Frecuentemente los problemas terminarán con un apartado de *Comentario*. Los puntos principales del análisis y/o de los resultados se discuten aquí.

En algunos libros de texto, los subapartados que se proponen para la resolución de un problema pueden ser, por ejemplo, *Datos*, *Incógnitas*, *Esquema*, *Hipótesis*, *Análisis* y *Comentarios*. Los títulos son a elegir. Lo importante es que el método de resolución del problema termodinámico es mucho más efectivo cuando la solución se divide en una serie de pasos lógicos.

Téngase en cuenta que puede ser necesario comprobar muchas cosas antes de intentar siquiera la solución numérica propuesta en el punto 5.D anterior. Puede que no todos estos puntos sean necesarios en un problema más sencillo, y que no haya un orden específico en los puntos del subapartado de análisis. Sin embargo, la dificultad de un problema concreto surge a menudo porque uno o más de estos puntos se han despreciado. En los ejemplos que siguen, los puntos 1 al 5 de la lista de control anterior se usan constantemente, y el punto 6 aparece cuando se considera apropiado. Se deberían utilizar los ejemplos y los problemas como las fuentes principales de adquisición de los fundamentos de la Termodinámica. En los problemas numéricos se supone que todos los datos conocidos son exactos hasta la tercera cifra significativa, aunque con frecuencia se den con menos.

1.8. RESUMEN

Un *sistema* termodinámico es una región del espacio limitada por una superficie arbitraria. La región exterior a la frontera del sistema se conoce como *entorno* o *medio ambiente*. Un sistema cerrado no admite el paso de masa a través de su frontera, mientras que la frontera de un sistema aislado impide tanto el paso de masa como de energía. Cuando puede haber transferencia de masa, el sistema se denomina abierto, la frontera recibe el nombre de *superficie de control* y a la región del interior de la superficie de control se la llama *volumen de control*. Las *fases* de un sistema son regiones de estructura y composición química homogéneas.

Una *propiedad* es una característica macroscópica de un sistema. Se clasifica como *extensiva* o *intensiva*, dependiendo de si su valor depende o es independiente de la masa del sistema. Una propiedad *específica* es una propiedad intensiva. El *estado* de un sistema viene descrito por el valor de sus propiedades. Un *proceso* es cualquier transformación de un sistema de un estado de equilibrio a otro. El *camino* de un proceso especifica los estados por los que pasa un sistema. Es de particular interés el *proceso cíclico*, o *ciclo*, en el que los estados extremos son idénticos. Todas las propiedades son *funciones de estado*, pues son independientes del camino seguido por el proceso. Las magnitudes que dependen del camino reciben el nombre de *funciones de proceso* o *de camino*.

El sistema de unidades más importante del mundo es el *Système Internationale* (SI). Las dimensiones primarias de masa, longitud, tiempo y temperatura están representadas por el kilogramo, el metro, el segundo y el kelvin. La unidad de fuerza en el SI es el Newton (N), siendo $1 \text{ N} = 1 \text{ kg} \cdot \text{m/s}^2$. En Estados Unidos se emplea frecuentemente el *Sistema Inglés de Unidades* (USCS). En este sistema se utilizan las unidades de libra-masa, pie, segundo y grado Rankine. La unidad de fuerza del USCS es la libra-fuerza (lb_f), siendo $1 \text{ lb}_f = 32,1740 \text{ lb}_m \cdot \text{ft/s}^2$. La *masa molar* se expresa en g/mol o en kg/kmol en el SI, y en lb/lbmol en el USCS.

La *densidad* es $\rho \equiv m/V$, mientras que el *volumen específico* es igual a $v \equiv V/m = 1/\rho$. La *densidad relativa* $= \rho/\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ a una temperatura determinada, y el peso específico $w = \rho g$. La *presión* P se define como la fuerza normal por unidad de área. La unidad de presión en el SI es el pascal (1 N/m^2), aunque en ingeniería se utilizan el kilopascal y el megapascal. Un valor de referencia para la presión es la *atmósfera estándar*. La *presión manométrica* se relaciona con una presión atmosférica local mediante

$$P_{\text{abs}} = P_{\text{atm}} + P_{\text{man}}$$

La presión atmosférica local se mide con un barómetro y se conoce como presión *barométrica*. Una presión manométrica negativa recibe el nombre de presión de *vacío*.

La *temperatura* T es la propiedad que determina si dos sistemas se encuentran en equilibrio térmico. La ley cero establece el campo de la termometría y de las escalas empíricas de temperatura. Son útiles las relaciones de temperatura

$$T(^{\circ}\text{C}) = T(\text{K}) - 273,15 \quad | \quad T(^{\circ}\text{R}) = 1,8 \, T(\text{K}) \quad | \quad T(^{\circ}\text{F}) = T(^{\circ}\text{R}) - 459,67$$

Para un termómetro de gas a volumen constante, la ecuación

$$T(\text{K}) = 273,16 \frac{P}{P_{\text{pt}}}$$

proporciona la temperatura *kelvin* (absoluta) T relativa a la temperatura kelvin del punto triple del agua, elegida como 273,16.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 1.1G. Un astronauta de 70 kg pesa 680 N en su báscula de baño, antes de entrar en un cohete para la Luna. Utilizando una báscula de muelle en la Luna, donde $g = 1,67 \text{ m/s}^2$, ¿sigue pesando 680 N? ¿Ha variado su masa?

- 1.2G. Dos procesos diferentes A y B unen los mismos estados extremos 1 y 2. El trabajo W es una función de proceso y el volumen V es una función de estado. (a) ¿Es verdadera o falsa la afirmación $W_{12,A} = W_{12,B}$? (b) ¿Es verdadera o falsa la afirmación $\Delta V_{12,A} = \Delta V_{12,B}$? Defienda brevemente sus respuestas.
- 1.3G. Explique la diferencia entre presión absoluta y presión manométrica.
- 1.4G. ¿A qué temperatura absoluta (a) de la escala Kelvin se hace negativa la escala Celsius, y (b) de la escala Rankine se hace negativa la escala Fahrenheit?
- 1.5G. ¿Se puede utilizar un termómetro de gas a volumen constante para medir grados Celsius o grados Fahrenheit?
- 1.6G. ¿A qué temperatura, en kelvin y en Rankine, darán la misma lectura los termómetros calibrados en Celsius y en Fahrenheit?
- 1.7G. Un excursionista que se encuentra al nivel del mar por la mañana alcanza los 2.000 m avanzada la tarde. Discuta el efecto de la altitud en la preparación de café caliente y patatas hervidas en esa noche.
- 1.8G. Enumere tres dispositivos de uso diario en los que el control de temperatura sea extremadamente importante.

PROPIEDADES INTENSIVAS Y EXTENSIVAS

- 1.1. Dos metros cúbicos de aire a 25 °C y 1 bar tienen una masa de 2,34 kg.
(a) Escriba los valores de tres propiedades intensivas y dos propiedades extensivas de este sistema.
(b) Si la aceleración local de la gravedad g para el sistema es 9,65 m/s², evalúese el peso específico.
- 1.2. Cinco metros cúbicos de agua a 25 °C y 1 bar tienen una masa de 4985 kg.
(a) Escriba los valores de dos propiedades extensivas y tres propiedades intensivas de este sistema.
(b) Si la aceleración local de la gravedad g para el sistema es 9,70 m/s², evalúese el peso específico.
- 1.3. Un cubo de metal de 0,8 kg contiene 8 litros de agua a 20 °C y 1 bar, con una masa de 8,0 kg.
(a) Escriba los valores de dos propiedades extensivas y tres propiedades intensivas del agua.
(b) Si la aceleración local de la gravedad g para el sistema es 9,60 m/s², evalúese el peso específico del sistema combinado cubo-agua.
- 1.4I. Tres pies cúbicos de agua a 60 °F y 14,7 psia tienen una masa de 187 lb_m.
(a) Escriba los valores de dos propiedades extensivas y tres propiedades intensivas de este sistema.
(b) Si la aceleración local de la gravedad g para el sistema es 30,8 ft/s², evalúese el peso específico.

FUERZA, MASA, DENSIDAD Y PESO ESPECÍFICO

- 1.5. Un pequeño cohete experimental que tiene 70 kg de masa se acelera a 6,0 m/s². ¿Qué fuerza total se necesita, en newtons, si (a) el cohete se mueve horizontalmente y sin fricción, y (b) el cohete se mueve verticalmente hacia arriba y sin fricción, en un lugar donde la aceleración local es 9,45 m/s²?

- 1.6. La aceleración de la gravedad en función de la altura sobre el nivel del mar a 45° de latitud viene dada por $g = 9,807 - 3,32 \times 10^{-6} z$, donde g está en m/s² y z en metros. Calcúlese la altura, en kilómetros, por encima del nivel del mar a la que el peso de una persona habrá disminuido en (a) un 1 por 100, (b) 2 por ciento, y (c) 4 por 100.
- 1.7I. Un cohete con una masa de 200 lb_m se acelera a 20,0 ft/s². ¿Qué fuerza total se necesita, en lb_f, si (a) el cuerpo se mueve sobre un plano horizontal sin rozamiento, y (b) el cuerpo se mueve verticalmente hacia arriba en un lugar donde la aceleración local de la gravedad es 31,0 ft/s²?
- 1.8I. La aceleración de la gravedad en función de la altura sobre el nivel del mar a 45° de latitud viene dada por $g = 32,17 - 3,32 \times 10^{-6} z$, donde g está en ft/s² y z en pies. Calcúlese la altura, en millas, por encima del nivel del mar a la que el peso de una persona habrá disminuido en (a) un 1 por 100, y (b) 2 por 100.
- 1.9. Una masa de 2 kg está sometida a una fuerza vertical de 35 N. La aceleración local de la gravedad g es 9,60 m/s², y se desprecian los efectos de la fricción. Determinése la aceleración de la masa, en m/s², si la fuerza vertical externa va (a) hacia abajo, y (b) hacia arriba.
- 1.10. La densidad de un determinado líquido orgánico es 0,80 g/cm³. Determinése el peso específico, en N/m³, para el que la aceleración local g es (a) 2,50 m/s², y (b) 9,50 m/s².
- 1.11. Sobre la superficie de la Luna donde la aceleración local g es 1,67 m/s², 5,4 g de un gas ocupan un volumen de 1,2 m³. Determinése (a) el volumen específico del gas en m³/kg, (b) la densidad en g/cm³, y (c) el peso específico en N/m³.
- 1.12. Un cohete de 7 kg se encuentra sometido a una fuerza vertical de 133 N. La aceleración local de la gravedad g es 9,75 m/s², y se desprecia el rozamiento. Determinése la aceleración del cohete si la fuerza externa vertical va (a) hacia abajo, y (b) hacia arriba, en m/s².
- 1.13I. Un trozo de acero de 7 lb_m está sometido a una fuerza vertical de 8 lb_f. La aceleración local de la gravedad g es 31,1 ft/s² y se desprecia el rozamiento. Determinése la aceleración de la masa si la fuerza vertical externa va (a) hacia abajo, y (b) hacia arriba, en ft/s².
- 1.14I. Sobre la superficie de la Luna donde la aceleración local g es 5,47 ft/s², 5 lb_m de oxígeno en el interior de un depósito ocupan un volumen de 40 ft³. Determinése (a) el volumen específico del gas en ft³/lb_m, (b) la densidad en lb_m/ft³, y (c) el peso específico en lb_f/ft³.
- 1.15. Un depósito de 11 m³ de aire está dividido por una membrana en una parte A , con un volumen de 6 m³, y una parte B , con un volumen específico inicial de 0,417 m³/kg. Se rompe la membrana y el volumen específico final es 0,55 m³/kg. Calcúlese el volumen específico del aire inicial en A , en m³/kg.
- 1.16. Un depósito de nitrógeno de 9 m³ está dividido en dos partes por medio de una membrana. La parte A tiene una densidad inicial de 1,667 kg/m³, y la parte B tiene una masa de 6 kg. Después de romperse la membrana, se encuentra que la densidad es 1,778 kg/m³. Calcúlese la densidad inicial del gas de la parte B , en kg/m³.
- 1.17I. Un depósito de aire de 20 ft³ está dividido por una membrana en una parte A , con un volumen específico inicial de 0,80 ft³/lb_m, y una parte B con una masa de 12,0 lb_m. Se rompe la membrana y la densidad resultante es 1,350 lb_m/ft³. Calcúlese el volumen específico inicial de la parte B , en ft³/lb_m.

- 1.18. Un cilindro en posición vertical contiene nitrógeno a 1,4 bar. Un émbolo sin fricción, de masa m , colocado sobre el gas, separa a éste de la atmósfera, cuya presión es 98 kPa. Si la aceleración local de la gravedad g es $9,80 \text{ m/s}^2$ y el área del émbolo es $0,010 \text{ m}^2$, determínese la masa en kilogramos del émbolo en reposo.
- 1.19. El émbolo de un dispositivo cilindro-émbolo en posición vertical tiene un diámetro de 11 cm y una masa de 40 kg. La presión atmosférica es 0,10 MPa y la aceleración local g es igual a $9,97 \text{ m/s}^2$. Determínese la presión absoluta del gas del interior del dispositivo.
- 1.20. Dentro de un cilindro vertical, confinado por un émbolo en equilibrio de masa total m y 400 mm^2 de sección transversal, se tiene helio a 0,150 MPa. (Véase la Fig. 1.4b.) La presión atmosférica en el exterior del émbolo es 1,00 bar. Determínese el valor de m en kilogramos, suponiendo una aceleración de la gravedad estándar.
- 1.211. Dentro de un cilindro vertical, confinado por un émbolo en equilibrio de masa total m y $2,40 \text{ in}^2$ de sección transversal, se tiene un gas a 20,0 psia. (Véase la Fig. 1.4b.) La presión atmosférica en el exterior del émbolo es 28,90 inHg. Determínese el valor de m , en libras-masa, suponiendo una aceleración de la gravedad estándar.

PRESIÓN

- 1.22. Determínese la presión equivalente a 1 bar en función de los metros de una columna de líquido a temperatura ambiente, donde el líquido es (a) agua, (b) alcohol etílico, y (c) mercurio. La densidad relativa del alcohol etílico es 0,789, la densidad relativa del mercurio es 13,59 y $g = 9,80 \text{ m/s}^2$.
- 1.23. La presión manométrica de un sistema es equivalente a una altura de 75 cm de un fluido de densidad relativa 0,75. Si la presión barométrica es 0,980 bar, calcúlese la presión absoluta en el interior de la cámara, en mbar.
- 1.24. Si la presión barométrica es 930 mbar, conviértase (a) una presión absoluta de 2,30 bar en una lectura de presión manométrica, en bar, (b) una presión de vacío de 500 mbar en presión absoluta, en bar, (c) 0,70 bar de presión absoluta en presión de vacío, en mbar, y (d) una lectura de presión absoluta de 1,30 bar en presión manométrica, en kilopascales.
- 1.25. Si la presión barométrica es 1,020 mbar, conviértase (a) una presión absoluta de 1,70 bar en presión manométrica, en bar, (b) una presión de vacío de 600 mbar, en presión absoluta en kilopascales, (c) una presión absoluta de 60 kPa en presión de vacío en mbar, y (d) una lectura manométrica de 2,20 bar en presión absoluta en kPa.
- 1.261. Determínese la presión equivalente a 1 atm en función de la altura, en pies, de una columna de líquido a temperatura ambiente, donde el líquido es (a) agua, (b) alcohol etílico, y (c) mercurio. La densidad relativa del alcohol etílico es 0,789, la densidad relativa del mercurio es 13,59 y $g = 32,2 \text{ ft/s}^2$.
- 1.271. La presión manométrica de un sistema es equivalente a una altura de 24 in de un fluido con una densidad relativa de 0,80. Si la presión barométrica es 29,5 inHg, calcúlese la presión absoluta en el interior de la cámara, en psia.

- 1.281. Si la presión barométrica es 30,15 inHg, conviértase (a) 35,0 psia en presión manométrica en psig, (b) una presión de vacío de 20,0 inHg en psia, (c) 10 psia en presión de vacío en inHg, y (d) 20,0 inHg de presión manométrica en psia.
- 1.291. Si la presión barométrica es 29,90 inHg, conviértase (a) una presión absoluta de 27,0 psia en psig, (b) una presión de vacío de 24,0 inHg, en presión absoluta en psia, (c) una presión absoluta de 12 psia en presión de vacío en inHg, y (d) una lectura manométrica de 14,0 inHg en presión absoluta en psia.
- 1.30. Un depósito de almacenamiento vertical contiene inicialmente agua ($\rho = 1.000 \text{ kg/m}^3$) hasta una altura de 4 m. Se añade aceite inmisible de densidad relativa 0,88 hasta que la altura total del líquido es 10 m. Si la presión barométrica es 97,2 kPa y $g = 9,80 \text{ m/s}^2$, determínese la presión absoluta en el fondo del agua, en kPa y bar.
- 1.31. La presión manométrica de un gas dentro de un depósito es 25 kPa. Determínese la altura vertical, en metros, del líquido del manómetro acoplado al sistema si el fluido, a temperatura ambiente, es (a) agua, (b) mercurio ($\rho = 13.600 \text{ kg/m}^3$), y (c) un aceite de densidad relativa 0,88, con $g = 9,75 \text{ m/s}^2$.
- 1.321. La presión manométrica de un gas dentro de un depósito es $3,0 \text{ lb}_f/\text{in}^2$. Determínese la altura vertical, en pulgadas, del líquido del manómetro acoplado al sistema si el fluido, a temperatura ambiente, es (a) mercurio ($\rho = 850 \text{ lb}_m/\text{ft}^3$), (b) agua, y (c) un aceite de densidad relativa 0,90, con $g = 32,0 \text{ ft/s}^2$.
- 1.33. Un manómetro marca una diferencia de altura del líquido de 0,87 m, la presión barométrica es 98,0 kPa y g es $9,80 \text{ m/s}^2$. Si la presión absoluta del sistema es 0,106 MPa, determínese la densidad del líquido manométrico, en kg/m^3 .
- 1.34. Un manómetro semejante al mostrado en la Figura 1.10 contiene un líquido inmisible de densidad 700 kg/m^3 sobre otro líquido de densidad 800 kg/m^3 . Las alturas de los líquidos superior e inferior son 70 y 40 cm, respectivamente. Si la presión atmosférica es 95 kPa y g es $9,70 \text{ m/s}^2$, determínese (a) la presión manométrica, y (b) la presión absoluta del sistema, en kPa.
- 1.35. Un piloto se da cuenta de que la presión barométrica del exterior de su avión es 800 mbar. El aeropuerto situado bajo el avión anuncia una presión barométrica de 1,020 mbar. Si la densidad media del aire es $1,15 \text{ kg/m}^3$ y la aceleración local de la gravedad es $9,70 \text{ m/s}^2$, determínese la altura del avión sobre el nivel del suelo, en metros.
- 1.36. Se pide a dos estudiantes que midan la altura de un rascacielos. Uno de ellos toma el ascensor hasta el último piso y anota una lectura del barómetro de 993,2 mbar. El estudiante que queda a nivel del suelo toma una lectura de 1,012,4 mbar. La densidad del aire es $1,16 \text{ kg/m}^3$ y g es $9,68 \text{ m/s}^2$. Determínese la altura, en metros, que indicaron.
- 1.37. Un submarino navega a una profundidad de 280 m, en aguas marinas de densidad relativa 1,03. Si el interior del submarino está presurizado a la presión atmosférica estándar, determínese la diferencia de presión a través del casco en (a) kPa, y (b) bar. La aceleración local de la gravedad media es $9,70 \text{ m/s}^2$.
- 1.38. Una escaladora lleva un barómetro que marca 950 mbar en su campamento base. Durante la escalada toma tres lecturas adicionales, que son

- (a) 904 mbar, (b) 824 mbar, y (c) 785 mbar. Estímese la distancia vertical, en metros, que ha ascendido desde el campamento base para cada lectura, si la densidad media del aire es $1,20 \text{ kg/m}^3$. Despréciase el efecto de la altitud sobre la aceleración local.
- 1.39. Determinése la presión en kilopascales y en bar que se ejerce sobre un buceador que ha descendido hasta (a) 10 m, y (b) 20 m por debajo de la superficie del mar, si la presión barométrica es 0,96 bar al nivel del mar y la densidad relativa del agua del mar es 1,03 en esta parte del océano.
- 1.40I. Un submarino navega a una profundidad de 900 ft, en aguas marinas de densidad relativa 1,03. Si el interior del submarino está presurizado a la presión atmosférica estándar, determinése la diferencia de presión a través del casco en (a) psia, y (b) atm. La aceleración local de la gravedad media es $32,10 \text{ ft/s}^2$.
- 1.41I. Una escaladora lleva un barómetro que marca 300,10 inHg en su campamento base. Durante la escalada toma tres lecturas adicionales, que son (a) 28,95 inHg, (b) 27,59 inHg, y (c) 26,45 inHg. Estímese la distancia vertical, en pies, que ha ascendido desde el campamento base para cada lectura, si la densidad media del aire es $0,074 \text{ lb}_m/\text{ft}^3$. Despréciase el efecto de la altitud sobre la aceleración local.
- 1.42I. Determinése la presión en psia que se ejerce sobre un buceador que ha descendido hasta (a) 25 ft, y (b) 65 ft por debajo de la superficie del mar, si la presión barométrica es 14,5 psia al nivel del mar y la densidad relativa del agua del mar es 1,03 en esta parte del océano.
- 1.43. Si se supone que la atmósfera es isoterma, a 25°C , y que responde a la relación $Pv = RT$ (gas ideal), calcúlese la presión en bar, y la densidad en kg/m^3 , a (a) 2.000 m, y (b) 800 m por encima del nivel del mar. La presión y la densidad al nivel del mar se toman como 1 bar y $1,19 \text{ kg/m}^3$, respectivamente.
- 1.44I. Si se supone que la atmósfera es isoterma, a 60°F , y que responde a la relación $Pv = RT$ (gas ideal), calcúlese la presión en psia, y la densidad en lb_m/ft^3 , a (a) 5.000 ft, y (b) 2.000 ft por encima del nivel del mar. La presión y la densidad al nivel del mar se toman como 14,7 psia y $0,077 \text{ lb}_m/\text{ft}^3$, respectivamente.

TERMÓMETRO DE GAS A VOLUMEN CONSTANTE

- 1.45. Un termómetro de gas a volumen constante se coloca en un medio de temperatura desconocida y a continuación en agua en el punto triple. A la temperatura desconocida, la columna del manómetro se encuentra 40,0 cm por encima de la señal. En el punto triple, el fluido está 3,0 cm por debajo. El fluido del manómetro tiene una densidad relativa de 2,0, la presión atmosférica es 960 mbar y la aceleración local de la gravedad es $9,807 \text{ m/s}^2$. Determinése la temperatura desconocida en kelvin.
- 1.46. Un termómetro de gas a volumen constante se pone en contacto con un sistema de temperatura desconocida T y a continuación en contacto con agua en el punto triple. La columna de mercurio unida al termómetro da unas lecturas de +10,7 y -15,5 cm, respectivamente. Determinése la temperatura desconocida, en kelvin. La presión barométrica es 980 mbar (0,98 kPa) y la densidad relativa del mercurio es 13,6.
- 1.47. Un termómetro de gas a volumen constante se pone en contacto con un sistema de temperatura desconocida T y a continuación en contacto con

agua en el punto triple. La columna de mercurio unida al termómetro da unas lecturas de 29,6 y -12,6 cm, respectivamente. La presión barométrica es de 975 mbar (97,5 kPa), y la densidad relativa del mercurio es 13,6. Encuéntrase el valor de la temperatura desconocida, en kelvin.

- 1.48I. Un termómetro de gas a volumen constante se pone en contacto con un sistema de temperatura desconocida T y a continuación en contacto con agua en el punto triple. La columna de mercurio unida al termómetro da unas lecturas de 4,20 y -6,10 in, respectivamente. Determinése la temperatura desconocida, en Rankine. La presión barométrica es 29,20 inHg y la densidad relativa del mercurio es 13,6.
- 1.49I. Un termómetro de gas a volumen constante se pone en contacto con un sistema de temperatura desconocida T y a continuación en contacto con agua en el punto triple. La columna de mercurio unida al termómetro da unas lecturas de 14,6 y -2,6 in, respectivamente. La presión barométrica es 29,80 inHg y la densidad relativa del mercurio es 13,6. Determinése el valor de la temperatura desconocida en grados Rankine.

LA PRIMERA LEY DE LA TERMODINÁMICA

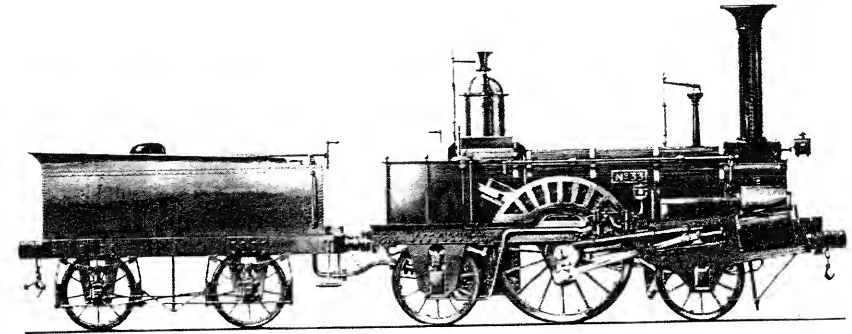


Ilustración de una locomotora de vapor del siglo XIX.

En la Física básica se analizan formas de energía como la potencial gravitatoria y la cinética, así como otras formas de energía asociadas a los campos eléctrico y magnético. El estudio de la energía asociada a las fuerzas de enlace atómicas y nucleares tiene gran importancia para el químico. El estudio de los principios de la Termodinámica permite relacionar los cambios de éstas y otras formas de energía dentro de un sistema con las interacciones energéticas en las fronteras de un sistema. Una de las leyes más importantes de la Termodinámica introduce el principio general de conservación de la energía, que lleva al concepto de energía interna de una sustancia. La ley en la que se basa este principio de conservación es la denominada *primera ley de la Termodinámica*, que se presenta en este capítulo.

2.1. CONCEPTOS DE TRABAJO Y ENERGÍA

Los conceptos de trabajo W y potencia \dot{W} se introducen generalmente en el estudio de la mecánica. Mediante el estudio del trabajo mecánico necesario para mover un objeto, se desarrollan los conceptos de energía cinética y potencial gravitatoria. Puesto que estas ideas son tan importantes en el estudio de la Termodinámica, estos conceptos se *revisarán* en los siguientes apartados.

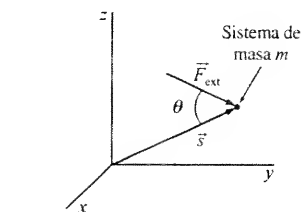


Figura 2.1. Esquema de una partícula de masa m y vector de posición $\vec{s} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ sobre la que actúa la fuerza exterior \vec{F}_{ext} .

2.1.1. TRABAJO MECÁNICO Y POTENCIA

El *trabajo mecánico* se define como el producto de una fuerza F por un desplazamiento Δs , medidos ambos en la misma dirección (colineales). Considérese un sistema de masa m , velocidad \vec{V} y vector de posición \vec{s} , sobre el que actúa una única fuerza \vec{F}_{ext} como se muestra en la Figura 2.1. La expresión general para una cantidad diferencial de trabajo mecánico δW_{mec} resultado de un desplazamiento diferencial $d\vec{s}$, viene dado por el producto escalar del vector de fuerzas exteriores \vec{F}_{ext} por el vector desplazamiento $d\vec{s}$. Así

$$\delta W_{\text{mec}} = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot d\vec{s} = F_{\text{ext}}(\cos \theta) ds \quad [2.1]$$

donde θ es el ángulo que forman los dos vectores \vec{F}_{ext} y \vec{s} . El trabajo es una magnitud escalar. Sin embargo, se asocia un signo al trabajo dependiendo del valor del ángulo θ que forman los dos vectores. Si las componentes de la fuerza exterior y del desplazamiento tienen el mismo sentido, el resultado es positivo y se realiza trabajo sobre el sistema. El valor numérico del trabajo transferido es negativo si las componentes de la fuerza exterior y el desplazamiento tienen sentidos opuestos.

El trabajo mecánico en un desplazamiento finito desde la posición 1 a la posición 2 se obtiene integrando la ecuación anterior, es decir

$$W_{\text{mec}} = \int_{\vec{s}_1}^{\vec{s}_2} \vec{F}_{\text{ext}} \cdot d\vec{s} \quad [2.2]$$

Téngase en cuenta que, puesto que la fuerza externa puede variar con el tiempo a lo largo del camino del proceso, el trabajo mecánico suele depender del camino seguido por el proceso. Debido a esto, el trabajo mecánico es una *función de proceso* y no una propiedad del sistema. Así, la diferencial de W es inexacta y se representa simbólicamente mediante δW , no dW . Tomando como base la Ecuación [1.7], la integración de una diferencial inexacta δW entre los estados 1 y 2 conduce simbólicamente a W_{12} y no a ΔW . Es decir,

$$W_{12} = \int_1^2 \delta W$$

La expresión ΔW no es apropiada, ya que sólo se habla de trabajo en el contexto de un proceso. El estudio de las ecuaciones que lo definen muestra que las dimensiones principales del trabajo mecánico en el sistema FLt son [fuerza] · [longitud]. En termodinámica, las unidades más utilizadas comúnmente para el trabajo mecánico son *newton-metro* (N·m), *julio* (J) y *kilojulio* (kJ). Las unidades del sistema USCS (inglés) son *pie-libra fuerza* (ft·lb_f) y la *unidad térmica británica* (Btu).

La *velocidad a la que se realiza trabajo sobre o por el sistema* se define como la *potencia* \dot{W} . La potencia, como el trabajo, es una magnitud escalar. En función de la potencia, el trabajo diferencial puede escribirse como

$$\delta W \equiv \dot{W} dt \quad [2.3]$$

donde el trabajo y la potencia tienen el mismo signo. La potencia *mecánica suministrada a un sistema por una fuerza exterior* se define como el producto escalar del vector fuerza exterior \vec{F}_{ext} por el vector velocidad \vec{V} . Por tanto

$$\dot{W}_{\text{mec}} = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot \vec{V} = F_{\text{ext}} V(\cos \theta) \quad [2.4]$$

donde V representa el módulo de la velocidad. La integración de la potencia mecánica en un período de tiempo determinado conduce también al trabajo asociado a un proceso. Así

$$W_{\text{mec}} = \int_{t_1}^{t_2} \dot{W} dt = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_{\text{ext}} \cdot \vec{V} dt \quad [2.5]$$

El uso de la definición de velocidad $\vec{V} = d\vec{s}/dt$ en la expresión anterior lleva de nuevo a la Ecuación [2.2]. El análisis de la ecuación que define la potencia mecánica muestra que las dimensiones de la potencia son [fuerza] · [longitud]/[tiempo]. Las unidades típicas son N·m/s o lb_f·ft/s. En el SI, la unidad básica de potencia es el julio por segundo (J/s), y 1 J/s se denomina *watio* (W). En cálculos de ingeniería se utiliza con frecuencia el kilowatio (kW). En el sistema USCS o inglés suelen utilizarse tres unidades para la potencia: el caballo de vapor (hp), el pie-libra fuerza por segundo (ft·lb_f/s) y la unidad térmica británica por hora (Btu/h). En la Tabla A.11 se encuentran los factores de conversión entre estas tres últimas cantidades.

2.1.2. ENERGÍA CINÉTICA TRASLACIONAL Y ENERGÍA POTENCIAL GRAVITATORIA

Utilizando como base los conceptos de trabajo y potencia mecánica, se calculará ahora el trabajo mecánico necesario para cambiar la velocidad y la posición de un sistema que se mueve en un campo gravitatorio. Esto conducirá al importante concepto de la energía mecánica.

Considérese un sistema que se mueve en un campo gravitatorio \vec{g} bajo la acción de una fuerza superficial resultante \vec{R}_{net} (véase Fig. 2.2a). Esta única fuerza representa la suma de todas las fuerzas que actúan sobre el sistema. La aplicación de la Ecuación [2.5] a este caso particular lleva a

$$W_{\text{mec}} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{R}_{\text{net}} \cdot \vec{V} dt \quad [2.6]$$

Para seguir con los cálculos es necesario disponer de información explícita sobre \vec{R}_{net} y \vec{V} en función del tiempo. Esta información puede obtenerse aplicando la segunda ley de Newton al sistema.

En la Figura 2.2b se muestra un esquema de las fuerzas. Puede observarse que las únicas fuerzas exteriores que actúan sobre el sistema son el peso $m\vec{g}$ (fuerza volumétrica) debido a la gravedad y la fuerza superficial resultante \vec{R}_{net} . Por tanto,



Téngase en cuenta que una interacción trabajo es una función de proceso: una función del camino del proceso.

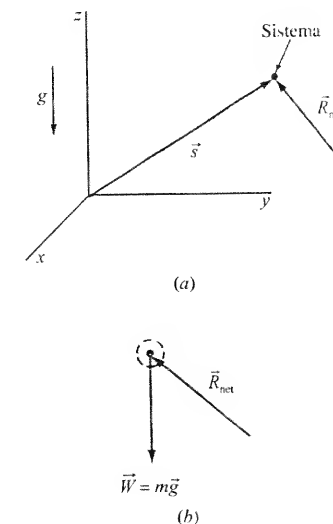


Figura 2.2. (a) Esquema de una partícula que se mueve en un campo gravitatorio y sobre la que actúa una fuerza de superficie; (b) diagrama del cuerpo libre.

$\Sigma \vec{F}_{\text{ext}} = \vec{R}_{\text{net}} + m\vec{g}$, donde \vec{g} es la aceleración local de la gravedad. Utilizando esta expresión en la segunda ley de Newton, $\Sigma \vec{F}_{\text{ext}} = m\vec{a}$, se obtiene

$$\vec{R}_{\text{net}} + m\vec{g} = m\vec{a} = m \frac{d\vec{V}}{dt} \quad [2.7]$$

donde el término $\vec{a} = d\vec{V}/dt$ es la aceleración del sistema. Resolviendo la Ecuación [2.7] en \vec{R}_{net} y sustituyendo este resultado en la Ecuación [2.6] se obtiene una expresión del trabajo mecánico realizado sobre el sistema por la fuerza superficial \vec{R}_{net} :

$$\begin{aligned} W_{\text{mec},12} &= \int_{t_1}^{t_2} \vec{R}_{\text{net}} \cdot \vec{V} dt = \int_{t_1}^{t_2} \left(m \frac{d\vec{V}}{dt} - m\vec{g} \right) \cdot \vec{V} dt \\ &= \int_{t_1}^{t_2} m \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot \vec{V} dt - \int_{t_1}^{t_2} (m\vec{g} \cdot \vec{V}) dt \equiv W_{\text{ac}} + W_{\text{grav}} \end{aligned} \quad [2.8]$$

El análisis de los términos de la última línea muestra que el trabajo mecánico realizado por la fuerza externa \vec{R}_{net} puede separarse en dos partes: trabajo de aceleración W_{ac} y trabajo gravitatorio W_{grav} .

El **trabajo de aceleración** W_{ac} es el trabajo realizado sobre el sistema para cambiar su velocidad. Puede escribirse de forma más útil como sigue:

$$W_{\text{ac}} = \int_{t_1}^{t_2} m \frac{d\vec{V}}{dt} \cdot (\vec{V} dt) = \int_{\vec{V}_1}^{\vec{V}_2} m\vec{V} \cdot d\vec{V} = \int_{V_1}^{V_2} mV dV$$

La integración posterior entre los estados 1 y 2 conduce a

$$W_{\text{ac},12} = \frac{mV_2^2}{2} - \frac{mV_1^2}{2} = E_{c2} - E_{c1} = \Delta E_c \quad [2.9]$$

La magnitud $mV^2/2$ se define como **energía cinética traslacional** E_c de un sistema. El valor de E_c es independiente del tipo de material que experimenta la aceleración. La energía cinética específica traslacional se define como $e_c = E_c/m = V^2/2$.

El **trabajo gravitatorio** W_{grav} es el trabajo realizado contra la gravedad para cambiar la altura de un sistema. Recuerdese que $\vec{V} dt = d\vec{z}$, donde, en este caso, $d\vec{z}$ es la variación de la distancia vertical $d\vec{z}$. En consecuencia, tomando como base la Ecuación [2.8],

$$W_{\text{grav}} = \int_{t_1}^{t_2} -m\vec{g} \cdot \vec{V} dt = \int_{z_1}^{z_2} mg dz \quad [2.10a]$$

Si se supone que g es uniforme en el espacio entre las posiciones z_1 y z_2 , entonces la integración resulta

$$W_{\text{grav},12} = mgz_2 - mgz_1 = E_{p2} - E_{p1} = \Delta E_p \quad [2.10b]$$

La magnitud mgz se denomina **energía potencial gravitatoria** E_p del sistema. Igual que E_c , E_p es independiente del tipo de material del sistema y la energía potencial gravitatoria específica e_p se define como $e_p = E_p/m = gz$. Cuando g no es uniforme, es necesario conocer una relación funcional entre g y z para poder integrar la Ecuación [2.10a].

Los términos energéticos de las Ecuaciones [2.9] y [2.10] tienen las mismas dimensiones primarias que las interacciones de trabajo y, por tanto, las mismas unidades que el trabajo transferido. Las unidades de la energía en el SI son normalmente julios (J) o kilojulios (kJ). En el USCS las unidades suelen ser pie libra-fuerza (ft · lb_f) o unidades térmicas británicas (Btu).

En resumen, se ha demostrado que el trabajo mecánico realizado por la fuerza de superficie resultante para desplazar un sistema en un campo gravitatorio viene dado por

$$W_{\text{mec},12} = \int_{\vec{s}_1}^{\vec{s}_2} \vec{R}_{\text{net}} \cdot d\vec{s} = \Delta E_c + \Delta E_p \quad [2.11]$$

Análogamente, la potencia mecánica suministrada por la fuerza superficial resultante para mover un sistema en un campo gravitatorio es igual a la variación con el tiempo de las energías cinética traslacional y potencial del sistema. Es decir,

$$\dot{W}_{\text{mec},12} = \vec{R}_{\text{net}} \cdot \vec{V} = \frac{d}{dt} \left(\frac{mV^2}{2} \right) + \frac{d}{dt} (mgz) = \frac{d}{dt} (E_c + E_p) \quad [2.12]$$

Antes de dejar el estudio de la energía cinética y potencial gravitatoria, resulta útil separar las propiedades en dos clases denominadas magnitudes *extrínsecas* e *intrínsecas*. En general, para un sistema,

1. Una **propiedad extrínseca** es una magnitud cuyo valor es *independiente* de la naturaleza de la sustancia que se encuentra dentro de las fronteras del sistema.
2. Una **propiedad intrínseca** es una magnitud cuyo valor *depende* de la naturaleza de la sustancia que compone el sistema.

La velocidad macroscópica traslacional de un cuerpo y la velocidad angular de un cuerpo alrededor de su centro de gravedad son ejemplos de propiedades extrínsecas. Ninguna de estas propiedades requiere información de la sustancia que se encuentra dentro del cuerpo. La presión, temperatura, densidad y carga eléctrica son propiedades intrínsecas. Estas propiedades están relacionadas con la sustancia que se estudia. Como se ha mostrado anteriormente, la energía cinética lineal y la potencial gravitatoria son propiedades extrínsecas.

En conjunto, la energía cinética traslacional y la energía potencial gravitatoria se denominan generalmente **energía mecánica**. Estos dos términos energéticos tienen algunas características comunes:

- El valor numérico del cambio en cualquier término energético en un proceso depende sólo del conocimiento de los estados inicial y final. Por tanto, *la energía cinética traslacional y la energía potencial gravitatoria deben ser propiedades*.
- El valor de las dos formas de energía es independiente de la clase de material sometido al cambio de estado y ambas son, por tanto, propiedades *extrínsecas*.
- El valor de los dos términos energéticos depende del tamaño del sistema y son, por ello, propiedades *extensivas*.
- Los valores numéricos de E_c y E_p dependen del *sistema de referencia* en el que se midan la velocidad V y la altura z .

Ahora ya se está preparado para considerar las consecuencias de las Ecuaciones [2.11] y [2.12].



Téngase en cuenta la diferencia entre propiedades extrínsecas e intrínsecas y que ambas energías, cinética y potencial gravitatoria, son propiedades extrínsecas.

2.1.3. TRABAJO, POTENCIA Y ENERGÍA: UNA INTERPRETACIÓN

Recuérdese lo que se ha hecho en los Apartados 2.1.1 y 2.1.2. Primero se ha definido el trabajo mecánico y la potencia mecánica. Después, estas definiciones se han utilizado para evaluar el trabajo necesario para acelerar un sistema en un campo gravitatorio y obtener las dos magnitudes energéticas denominadas energía cinética traslacional y energía potencial gravitatoria. En conjunto, estas dos formas de energía asociadas a un sistema se denominan *energía mecánica* del sistema. Finalmente, se han desarrollado dos expresiones que relacionan el trabajo mecánico, la potencia mecánica y la energía mecánica. Por tanto, la Ecuación [2.11] del trabajo mecánico realizado sobre un sistema por una fuerza superficial para acelerar el sistema en un campo gravitatorio puede interpretarse como un *balance de energía mecánica* para un sistema cerrado¹:

$$\Delta E_{\text{cmc}} + \Delta E_{\text{pmc}} = W_{\text{mec}}$$

donde el subíndice «mc» significa «masa de control» y aclara que se está hablando de la energía mecánica del sistema cerrado (masa de control). Esta ecuación establece que la variación de la energía mecánica del sistema cerrado es igual al trabajo mecánico realizado sobre el sistema. Puesto que el trabajo puede cambiar la cantidad de energía de un sistema, y el trabajo es una interacción entre un sistema y su entorno, *el trabajo es un mecanismo para transportar energía a través de la frontera de un sistema*.

Análogamente, la Ecuación [2.12] de la *potencia mecánica suministrada por la fuerza externa para acelerar un sistema en un campo gravitatorio* puede interpretarse como la expresión *del balance de energía mecánica referido al tiempo* para un sistema cerrado:

$$\frac{d}{dt}(E_c + E_{\text{pmc}}) = \dot{W}_{\text{mec}}$$

Esta ecuación indica que la variación con el tiempo de la energía mecánica de un sistema cerrado es igual a la potencia mecánica suministrada al sistema. De nuevo, para ser coherentes con la interpretación del trabajo, *la potencia es la velocidad a la que se transfiere energía a través de la frontera de un sistema mediante trabajo*.

Con esta interpretación del trabajo como un transporte de energía y de la potencia como la velocidad de transporte de energía, es necesario tener cuidado para utilizar un *convenio de signos* coherente cuando se realicen los cálculos. Centrándose en la energía del sistema, parece natural que únicamente las interacciones que añaden energía al sistema deban ser positivas y las interacciones que disminuyen la energía de un sistema deban ser negativas. Este es el *convenio de signos* adoptado en este texto para el trabajo W .

- Al trabajo *que entra* a un sistema se le asigna un valor *positivo* ($W > 0$). Del mismo modo, al trabajo *que sale* de un sistema se le asigna un valor *negativo* ($W < 0$).
- Para la potencia mecánica se adopta un convenio análogo; es decir, si $\dot{W} > 0$, entonces se transfiere energía al sistema mediante una interacción trabajo.

¹ Esta ecuación es una forma muy restringida del balance energético general que se estudiará posteriormente en este capítulo. Sólo es válida bajo las condiciones para las que se han desarrollado las Ecuaciones [2.11] y [2.12].

Es un convenio natural, en el que las cantidades añadidas a un sistema son positivas y las cantidades extraídas son negativas y puede usarse coherentemente para el transporte de todas las propiedades extensivas tales como masa, energía, cantidad de movimiento y carga². El signo de este convenio es también coherente con el análisis anterior del trabajo mecánico. Como alternativa al convenio de signos estándar, puede omitirse el signo en una cantidad de trabajo e indicarse el sentido explícitamente asignando un subíndice «entra» o «sale» (abreviado, «ent» o «sal») al símbolo del trabajo. Por ejemplo, si el trabajo extraído de un sistema es 100 kJ, esto podría escribirse como $W = -100 \text{ kJ}$ o $W_{\text{sal}} = 100 \text{ kJ}$.

EJEMPLO 2.1

Una vagoneta de una montaña rusa llega a la parte inferior de la primera rampa. Allí, una cadena engancha la vagoneta y tira de ella subiendo la rampa de 40 m de longitud a una velocidad constante de 1 m/s hasta que alcanza la cima. En la cima de la rampa la altura del coche ha aumentado en 27 m. La masa de la vagoneta incluyendo sus cuatro pasajeros es de 400 kg. Supónganse despreciables los efectos de fricción. Determínese (a) el trabajo mecánico realizado para subir la vagoneta a la cima de la rampa en N·m, (b) la fuerza media aplicada a la vagoneta por la cadena para subirla por la rampa, en N, y (c) la potencia mecánica media suministrada por el motor para elevar la vagoneta, en J/s.

Solución

Datos. La vagoneta de una montaña rusa sube por una rampa tirada por una cadena, como se muestra en la Figura 2.3.

Incógnitas. Determínese: (a) el trabajo requerido para subir la vagoneta a la cima de la rampa, (b) la fuerza media aplicada por la cadena, y (c) la potencia mecánica media suministrada a la vagoneta durante la subida.

Modelo. Se desprecian los efectos de fricción; $\Delta E_c = 0$, la gravedad local es constante y vale 9.81 m/s^2 .

Metodología. Puesto que no hay información sobre la fuerza, se intenta utilizar la información desarrollada para el trabajo mecánico y la energía mecánica. Se utilizan entonces las definiciones de trabajo y potencia mecánicos para averiguar la información que falta.

Análisis. Antes de aplicar el balance de energía mecánica es necesario identificar el sistema. La vagoneta y su contenido se toman como sistema, como se muestra mediante la línea discontinua de la figura.

(a) El balance de energía mecánica para el sistema establece que

$$\Delta E_{\text{cmc}} + \Delta E_{\text{pmc}} = W_{\text{mec}}$$

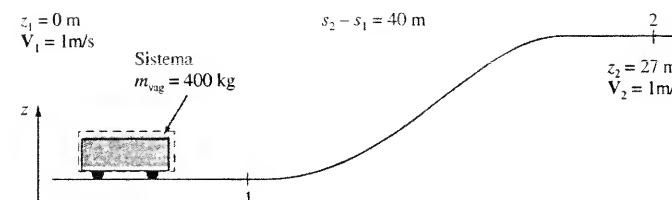


Figura 2.3. Esquema y datos del Ejemplo 2.1.

² El lector debe saber que los ingenieros utilizan también otro convenio de signos, aquel en el que el trabajo realizado por un sistema es positivo.

Puesto que la velocidad es constante, es necesario considerar únicamente el cambio de energía potencial gravitatoria. Resolviendo para obtener W_{mec} y utilizando la definición de E_p se obtiene

$$\begin{aligned} W_{\text{mec}} &= mg(z_2 - z_1) = 400 \text{ kg} \times \left(\frac{9,81 \text{ m}}{\text{s}^2} \right) \times (27 - 0) \text{ m} \\ &= 105,950 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{1 \text{ kg} \cdot \text{m}} = 106 \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{m} \end{aligned}$$

(b) Para evaluar la fuerza media aplicada por la cadena a la vagoneta, se utiliza la definición de trabajo mecánico con una fuerza media constante F_m :

$$W_{\text{mec}} = \int_1^2 F \, ds = F_m \Delta s$$

Resolviendo para obtener la fuerza media se obtiene:

$$F_m = \frac{W_{\text{mec}}}{\Delta s} = \frac{106 \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{m}}{40 \text{ m}} = 2.650 \text{ N}$$

(c) Finalmente, la potencia mecánica media $\dot{W}_{\text{mec},m}$ suministrada a la vagoneta puede determinarse a partir de la relación entre W_{mec} y \dot{W}_{mec} , es decir,

$$W_{\text{mec}} = \int_1^2 \dot{W}_{\text{mec}} \, dt = \dot{W}_{\text{mec},m} \Delta t$$

El intervalo de tiempo viene dado por la distancia recorrida dividida por la velocidad constante. Esto es

$$\Delta t = \frac{\Delta s}{V} = \frac{40 \text{ m}}{1,0 \text{ m/s}} = 40 \text{ s}$$

y la potencia mecánica media es

$$\dot{W}_{\text{mec},m} = \frac{W_{\text{mec}}}{\Delta t} = \frac{106 \times 10^3 \text{ N} \cdot \text{m}}{40 \text{ s}} \times \frac{1 \text{ J}}{\text{N} \cdot \text{m}} = 2.650 \text{ J/s}$$

Comentarios. (1) Todos los resultados se han redondeado a tres cifras significativas, como será costumbre en este libro. En este texto, a menos que se proporcione otra información, se supondrá que toda la información dada en un problema tiene una precisión de tres cifras significativas.

(2) La potencia mecánica media también podría haberse calculado como $\dot{W}_{\text{mec},m} = F_m \cdot V_m$. Compruébese.

(3) Si la potencia mecánica media es 2.650 J/s, el motor eléctrico más pequeño posible sería de 2,65 kW o 3,55 hp.

EJEMPLO 2.2

Un coche de carreras pequeño (kart) tiene una masa de 200 libras-masa incluido el piloto y está propulsado por un motor de 3 hp. Estímese cuánto tiempo tardaría el coche en alcanzar una velocidad de 40 millas por hora en un circuito de carreras horizontal. ¿Es esa estimación alta o baja? Supóngase que se puede disponer de toda la potencia mecánica para acelerar el coche.

Solución

Datos. Un coche es propulsado por un pequeño motor y acelera desde el reposo, como se muestra en la Figura 2.4.

Incógnitas. Estimar el tiempo que le lleva al coche pasar del reposo a las 40 mph. Comentar cómo se relaciona la respuesta con la actuación real.

Modelo. Puesto que la pista es horizontal, sólo son importantes los cambios en la energía cinética. Toda la potencia se invierte en cambiar el movimiento del coche. La potencia del motor es constante.

Metodología. El cambio de la energía cinética está relacionado con el trabajo transferido al sistema. Si puede encontrarse el trabajo necesario y se conoce la velocidad a la que se realiza la potencia, se podría calcular el tiempo.

Análisis. En este modelo el coche es un sistema cerrado. Aplicando el balance de energía mecánica y despreciando las variaciones de energía potencial, se obtiene

$$\Delta E_{\text{cmc}} = W_{\text{mec}}$$

Pero también se sabe que la potencia y el trabajo pueden relacionarse mediante $W_{\text{mec}} = \int \dot{W}_{\text{mec}} \, dt = \dot{W}_{\text{motor}} \Delta t$, puesto que la potencia motriz es constante. El balance de energía mecánica puede reescribirse entonces como

$$\frac{m}{2} (V_2^2 - V_1^2) = W_{\text{mec}} = \dot{W}_{\text{motor}} \Delta t$$

Resolviendo para Δt y teniendo en cuenta que $V_1 = 0$, se obtiene el resultado

$$\Delta t = \frac{m}{2} \frac{V_2^2}{\dot{W}_{\text{motor}}}$$

Sustituyendo los valores numéricos

$$\begin{aligned} \Delta t &= \frac{m V_2^2}{2 \dot{W}_{\text{motor}}} = \frac{200 \text{ lb}_m}{2(3 \text{ hp})} \left(\frac{40 \text{ miles}}{\text{h}} \right)^2 \times \left(\frac{5,280 \text{ ft}}{1 \text{ mil}} \right)^2 \left(\frac{1 \text{ h}}{3,600 \text{ s}} \right)^2 \\ &= 114,700 \frac{\text{lb}_m \cdot \text{ft}^2}{\text{hp} \cdot \text{s}^2} \times \frac{1 \text{ hp} \cdot \text{s}}{550 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f} \times \frac{1 \text{ lb}_f \cdot \text{s}^2}{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}} \\ &= 6,48 \text{ s} \end{aligned}$$

Puesto que se supone que toda la potencia se ha invertido en mover el coche, sería más realista decir que $\Delta t_{\text{real}} > 6,48 \text{ s}$.

Comentarios. (1) Nótese el uso correcto de los factores de conversión. Los cálculos numéricos habrían sido mucho más sencillos si en primer lugar se hubiese convertido la velocidad del coche a ft/s y la potencia a ft · lb_f antes de sustituirlos en la solución simbólica. El saber cuándo convertir las unidades y a qué convertirlas es una habilidad que se adquiere con la experiencia. Abordarlo mediante la «fuerza bruta» siempre funciona, aunque se necesita mucha soltura en el manejo de las unidades.

(2) Téngase en cuenta cómo se ha distinguido cuidadosamente entre libra-fuerza y libra-masa. El confundir estos dos términos conduce siempre a errores mayores. Una forma de evitar esto es no utilizar «libra» sin calificativo.

(3) Un método alternativo a este problema habría sido aplicar la forma derivada de la ecuación del balance de energía mecánica para calcular la *velocidad de cambio* de la energía cinética del sistema en función de la potencia motriz. Este método conduciría a la misma ecuación, $\Delta t = \Delta E_{\text{cmc}} / \dot{W}_{\text{motor}}$.

Otras dos formas bien conocidas de interacciones trabajo pueden evaluarse también utilizando el concepto de trabajo mecánico como una fuerza que se desplaza una cierta distancia. El trabajo en eje se produce cuando un eje rotatorio atraviesa la frontera de un sistema, y el trabajo eléctrico se produce cuando una corriente eléctrica atraviesa la frontera de un sistema. Estos dos tipos de trabajo, transferencias de energía, se revisarán en los apartados siguientes.

Estado 1: $t = 0$; $V_1 = 0$

Proceso 1-2: $\dot{W}_{\text{mec}} = 3 \text{ hp}$

Estado 2: $t = ? \text{ s}$; $V_2 = 40 \text{ mph}$

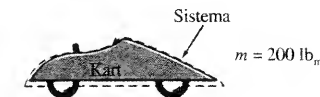


Figura 2.4. Esquema y datos del Ejemplo 2.2.

2.1.4. TRABAJO EN EJE

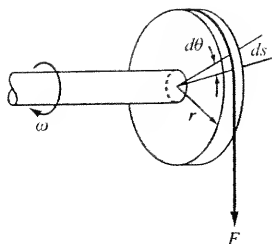


Figura 2.5. Esquema que muestra la relación entre el par y el desplazamiento angular con el trabajo mecánico rotatorio.

El trabajo en eje, llamado algunas veces trabajo mecánico rotatorio, se evalúa en función del par externo transmitido por un eje rotatorio. Considérese el dispositivo mostrado en la Figura 2.5. Una fuerza externa F actúa con un brazo r y produce un par τ . Si el ángulo entre el brazo y la fuerza externa es 90° , entonces la magnitud del par τ es

$$\tau \equiv Fr \quad \text{o} \quad F = \frac{\tau}{r}$$

La cantidad diferencial de *trabajo en eje* δW_{eje} realizado sobre el sistema por la fuerza externa que se desplaza una distancia diferencial $ds = r d\theta$, donde el ángulo θ se mide en radianes, puede escribirse como

$$\delta W_{\text{eje}} = F ds = \frac{\tau}{r} \cdot (r d\theta) = \tau d\theta$$

Puesto que el movimiento rotatorio del eje se suele expresar en función del número de revoluciones por unidad de tiempo \dot{n} , a menudo es más fácil calcular la potencia en eje antes de calcular el trabajo en eje. La *potencia en eje* \dot{W}_{eje} transmitida en un instante de tiempo es

$$\dot{W}_{\text{eje}} = \frac{\delta W_{\text{eje}}}{dt} = \tau \omega = 2\pi \dot{n} \tau \quad [2.13]$$

donde ω es la velocidad angular o rotatoria $d\theta/dt$ en radianes por unidad de tiempo, \dot{n} es el número de revoluciones por unidad de tiempo y $\omega = 2\pi \dot{n}$.

El trabajo en eje suele depender del camino del proceso. El trabajo en eje puede evaluarse a partir de la potencia en eje como

$$W_{\text{eje}} = \int_{t_1}^{t_2} \dot{W}_{\text{eje}} dt = \int_{t_1}^{t_2} \tau \omega dt$$

si se conoce cómo varían ω y τ con el tiempo durante el proceso. Si el *par* es *constante* durante el proceso, la integración de la expresión anterior conduce a

$$W_{\text{eje}} = \tau \theta = 2\pi n \tau \quad [2.14]$$

Téngase en cuenta que toda la información necesaria para calcular el trabajo en eje (o potencia) debe evaluarse en la frontera del sistema.

El trabajo en eje y la potencia en eje son modos de trabajo *no cuasiestáticos* (véase Apdo. 2.8.6) si la rotación del eje y el par externo no pueden relacionarse con propiedades del sistema. Este es el caso, por ejemplo, cuando el eje está unido a una «rueda de paletas» situada en el interior de un recipiente, como se muestra en la Figura 2.6. En esta situación el trabajo en eje se suele denominar trabajo de la rueda de paletas.

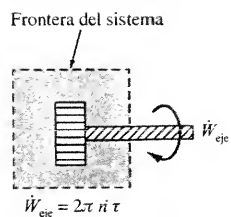


Figura 2.6. Trabajo en eje rotatorio como trabajo de rueda de paletas.

2.1.5. TRABAJO ELÉCTRICO

La evaluación del trabajo eléctrico realizado sobre un sistema depende igualmente de las medidas realizadas en la frontera del sistema. Cuando se mueve una pequeña carga δQ_c del punto 1 al punto 2 en un campo electrostático (por ejemplo

un circuito eléctrico), el trabajo mecánico necesario para mover la carga en el campo se denomina *trabajo eléctrico* δW_{elec} . Viene dado por

$$\delta W_{\text{elec}} = V \delta Q_c$$

donde V (por convenio) es la diferencia de potencial eléctrico entre dos puntos del campo. La diferencia de potencial eléctrico V tiene dimensiones de [energía]/[carga] y la unidad es el *voltio* en ambos sistemas SI y USCS. Por definición 1 voltio = 1 julio/culombio.

La *intensidad de la corriente eléctrica* I está relacionada con la cantidad de carga eléctrica δQ_c que atraviesa una frontera durante un período de tiempo dt mediante la relación $dQ_c = I dt$. La intensidad de la corriente eléctrica I tiene dimensiones de [carga]/[tiempo] y se mide en amperios (A). Por definición 1 A = 1 culombio/s. El trabajo diferencial necesario para que pase una corriente de intensidad I entre dos puntos de la frontera del sistema con una diferencia de potencial V durante un período de tiempo dt es $\delta W_{\text{elec}} = V I dt$. La velocidad a la que se realiza el trabajo eléctrico sobre el sistema, la *potencia eléctrica*, \dot{W}_{elec} , se calcula mediante

$$\dot{W}_{\text{elec}} = \frac{\delta W}{dt} = VI \quad [2.15]$$

donde la intensidad de la corriente I y la diferencia de potencial V se miden en la frontera del sistema, como se muestra en la Figura 2.7. La potencia eléctrica (o trabajo) transferido a un sistema es positivo cuando la corriente circula *hacia* el sistema de mayor potencial. Cuando una corriente de un amperio (A) pasa a través de una diferencia de potencial de un voltio (V), el trabajo eléctrico para el proceso se define como un vatio (W), o 1 J/s.

En general, la intensidad I y la diferencia de potencial V pueden depender del tiempo. Por ello, el trabajo eléctrico, como el trabajo en eje, depende del camino del proceso y no sólo de los estados finales. Cuando *la intensidad y la diferencia de potencial son constantes*, el trabajo eléctrico puede calcularse como

$$W_{\text{elec}} = \int_{t_1}^{t_2} \dot{W}_{\text{elec}} dt = \int_{t_1}^{t_2} VI dt = VI \Delta t \quad [2.16]$$

El trabajo eléctrico es otro ejemplo de interacción trabajo no cuasiestático si la diferencia de potencial y la intensidad no pueden relacionarse con las propiedades del sistema. Este es el caso en que se suministra potencia eléctrica a una resistencia dentro de un sistema.



Téngase en cuenta que el trabajo en eje y el trabajo eléctrico pueden afectar al estado intrínseco de un sistema.

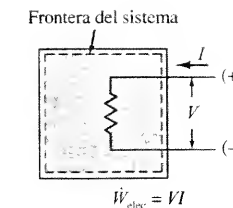


Figura 2.7. Trabajo eléctrico disipado en una resistencia.

Un depósito rígido contiene un gas, una rueda de paletas conectada a un eje y una resistencia eléctrica conectada a una batería. Al eje unido a la rueda de paletas se le aplica un par de $5,0 \text{ N} \cdot \text{m}$, y la velocidad del eje es 300 rpm. Al mismo tiempo, se suministra una corriente de 5,0 A a una resistencia mediante una batería con una diferencia de potencial de 6,0 V. Détermine la potencia neta, en vatios, y el trabajo neto realizado sobre el sistema, en kilojulios, si el proceso dura 1 min.

Solución

Datos. Un gas dentro de un depósito rígido recibe energía en forma de trabajo de rueda de paletas (en eje) y trabajo eléctrico. El sistema y los datos asociados se muestran en la Figura 2.8.

Incógnitas. (a) la potencia neta, en vatios, y (b) el trabajo neto, en julios, si el proceso dura 1 min.

EJEMPLO 2.3

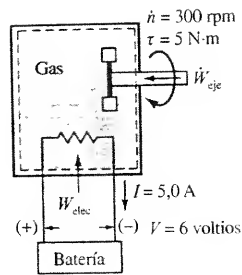


Figura 2.8. Esquema y datos del Ejemplo 2.3.

Modelo. La intensidad, la diferencia de potencial, la velocidad y el par se suponen constantes. Sistema cerrado, rígido.

Metodología. Evaluar la suma de las potencias eléctrica y en eje. Integrar la potencia neta para obtener el trabajo neto.

Análisis. El sistema lo compone la materia dentro de la línea de trazos que se muestra en la Figura 2.8. La potencia neta en el proceso es la suma de las contribuciones del eje y eléctrica evaluadas en la frontera del sistema. Esto es

$$\dot{W}_{\text{net}} = \dot{W}_{\text{eje}} + \dot{W}_{\text{elec}}$$

La energía se suministra al sistema y, por tanto, la potencia en eje y la potencia eléctrica son positivas. Si se supone que el par aplicado y la velocidad angular son constantes, la potencia en eje viene dada por

$$\begin{aligned} \dot{W}_{\text{eje}} &= 2\pi n \tau = \left(2\pi \frac{\text{rad}}{\text{rev}}\right) \left(300 \frac{\text{rev}}{\text{min}}\right) (5,0 \text{ N} \cdot \text{m}) \\ &= 9,425 \frac{\text{N} \cdot \text{m}}{\text{min}} \times \left(\frac{1 \text{ min}}{60 \text{ s}}\right) \left(\frac{1 \text{ J}}{1 \text{ N} \cdot \text{m}}\right) \left(\frac{1 \text{ W} \cdot \text{s}}{1 \text{ J}}\right) = 157 \text{ W} \end{aligned}$$

Análogamente, para la energía eléctrica positiva suministrada al sistema

$$\dot{W}_{\text{elec}} = 6,0 \text{ V} (5,0 \text{ A}) = 30 \text{ VA} \left(\frac{1 \text{ W}}{1 \text{ VA}}\right) = 30 \text{ W}$$

Sumando estos dos resultados se obtiene la entrada de potencia neta como

$$\dot{W}_{\text{net}} = \dot{W}_{\text{eje}} + \dot{W}_{\text{elec}} = (157 + 30) \text{ W} = 187 \text{ W}$$

Puesto que la potencia neta no cambia con el tiempo, el trabajo neto transferido es

$$\begin{aligned} W_{\text{net}} &= \int_{t_1}^{t_2} \dot{W}_{\text{net}} dt = \dot{W}_{\text{net}} \Delta t = 187 \text{ W} \times 1 \text{ h} = 187 \text{ W} \cdot \text{h} \left(\frac{1 \text{ J}}{1 \text{ W} \cdot \text{s}}\right) \left(\frac{60 \text{ s}}{1 \text{ min}}\right) \\ &= 11,220 \text{ J} = 11,22 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Comentarios. (1) Adviértase de nuevo el uso de los factores de conversión para obtener las unidades deseadas.

(2) Las decisiones acerca del sentido de la potencia en eje y la potencia eléctrica se han hecho después de considerar cuál era el sistema, es decir, la rueda de paletas y la resistencia. Si el sistema hubiese incluido la batería, la potencia eléctrica habría sido -30 W , puesto que la corriente eléctrica entra en la batería a menor potencial. Esto podría escribirse $\dot{W}_{\text{batería}} = -30 \text{ W}$ o bien $\dot{W}_{\text{batería, sal}} = 30 \text{ W}$.

En el Apartado 2.1 se han presentado dos tipos de interacciones trabajo, trabajo en eje y trabajo eléctrico. Ahora se pretende estudiar el efecto separado de estas dos interacciones trabajo en un sistema cerrado. En cada caso el sistema experimentará el mismo cambio de estado. Para ilustrar este punto, considérese el sistema cerrado de volumen constante que se muestra en la Figura 2.9. Se realizan experimentalmente dos procesos adiabáticos diferentes para llevar a cabo un cambio de estado determinado. El proceso A (véase Fig. 2.9a) se realiza permitiendo que una rueda de paletas, movida por un sistema polea-peso, gire dentro del sistema de volumen constante. En el proceso B (véase Fig. 2.9b) se ha colocado una resistencia eléctrica en el seno del fluido y se conecta a una batería exterior a través de la frontera del sistema. Ambos procesos A y B tienen el mismo estado inicial y terminan con el mismo estado final del fluido. Además, se puede considerar también un proceso C en el que se utilicen ambos, trabajo en eje y trabajo eléctrico, para conseguir el cambio de estado requerido. Los experimentos muestran que el trabajo total requerido es el mismo para los tres procesos adiabáticos descritos anteriormente, si los tres comienzan y terminan en los mismos estados de equilibrio del sistema de volumen constante.

Tomando como base resultados experimentales de este tipo, que comenzaron con el trabajo de Joule a mediados del siglo XIX, es posible establecer una generalización. Este postulado, basado en pruebas experimentales y denominado **primera ley de la termodinámica**, establece lo siguiente:

Cuando un sistema cerrado (masa de control) se altera adiabáticamente, el trabajo neto asociado con el cambio de estado es el mismo para todos los procesos posibles entre los dos estados de equilibrio dados.

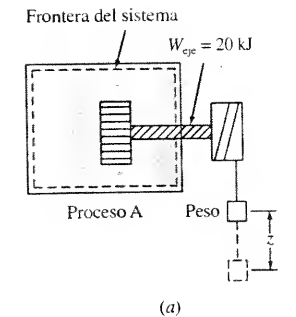
Para enunciarlo de otro modo, el valor del trabajo neto realizado sobre o por un sistema cerrado adiabático depende únicamente de los estados inicial y final del proceso. Este postulado es cierto con independencia del tipo de interacción trabajo que interviene en el proceso, el tipo de proceso y la naturaleza del sistema cerrado. La primera ley de la termodinámica, junto con las relaciones derivadas de ella, está tan bien establecida que no se cuestiona su validez cuando se aplica adecuadamente a problemas científicos y de ingeniería.

Se ha postulado que la transferencia neta de trabajo es la misma para todos los procesos adiabáticos entre dos estados de equilibrio en un sistema cerrado. Este enunciado de la primera ley conduce a una definición general de la variación de energía en un sistema cerrado entre dos estados de equilibrio. Recuérdese del Apartado 1.3 y del estudio de las propiedades que *cualquier magnitud que esté fijada por los estados inicial y final para todos los procesos entre esos estados es una medida del cambio del valor de una propiedad*. Puesto que el trabajo adiabático en un proceso de un sistema cerrado es únicamente una función de los estados inicial y final, la magnitud trabajo adiabático define o mide el cambio de una propiedad. Esta propiedad se denomina **energía E** (o **energía total**) del sistema.

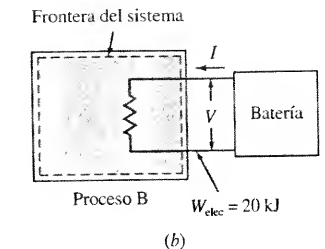
Cuando un sistema cerrado experimenta un proceso adiabático que cambia su estado del estado 1 al estado 2, pueden existir varios tipos distintos de trabajo realizados sobre o por el sistema. Si se aplica la primera ley de la termodinámica a este proceso adiabático (ad), puede escribirse

$$\Delta E = E_2 - E_1 \equiv W_{\text{net, ad}} \quad [2.17]$$

donde $W_{\text{net, ad}}$ es el trabajo neto realizado en cualquiera de los procesos adiabáticos entre esos dos estados. El balance de energía mecánica desarrollado anteriormente (Ec. [2.11]) es un caso particular de este resultado más general. La Ecuación [2.17] proporciona una definición operacional de la variación de energía $\Delta E = E_2 - E_1$ de un sistema cerrado. No proporciona ninguna información sobre el valor de la energía en los estados 1 o 2. Puede darse un valor determinado a E_1 , por ejemplo, asignando un valor arbitrario pero fijo a un estado de referencia determinado.



(a)



(b)

Figura 2.9. Interacciones trabajo y la primera ley.



¿Qué tipo de materiales podrían utilizarse para construir una frontera adiabática?

2.2. LA PRIMERA LEY DE LA TERMODINÁMICA

En el apartado anterior se han repasado unos pocos tipos de interacciones trabajo. En todos ellos se tratan procesos concretos de transferencia de energía que afectan al estado de un sistema determinado. Cuando las únicas transferencias de energía permitidas a través de la frontera de un sistema son interacciones trabajo, la frontera se denomina **frontera adiabática** y el sistema se denomina **sistema adiabático**. Un **proceso adiabático** es aquel en el que sólo se identifican interacciones trabajo³.

³ En termodinámica es ventajoso definir el concepto de trabajo en un sentido amplio que incluya la definición tradicional de trabajo mecánico. La definición operacional en termodinámica es: trabajo es una interacción entre un sistema y su entorno y se realiza sobre el entorno si el único cambio en éste pudiera haber sido un aumento de su energía potencial gravitatoria.



Téngase en cuenta que la variación de la energía total de un sistema se basa en pruebas experimentales.

2.3. PRINCIPIO DE CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA PARA SISTEMAS CERRADOS

La primera ley de la termodinámica proporciona una definición operacional de la variación de energía. La variación de energía de un sistema cerrado entre dos estados cualesquiera es igual al trabajo realizado sobre o por el sistema durante un proceso adiabático que conecte los dos estados. Sin embargo, la experiencia ha demostrado que es posible cambiar el estado de un sistema mediante procesos no adiabáticos.

2.3.1. TRANSFERENCIA DE CALOR EN SISTEMAS CERRADOS

Considérese el cambio de estado asociado con la agitación de un fluido dentro de un depósito adiabático y rígido (volumen constante). También se ha demostrado que se conseguiría el mismo cambio de estado poniendo el sistema en contacto con otro sistema a mayor temperatura. La interacción entre el sistema y su entorno que ha tenido lugar en el último caso se denomina *interacción calor* o *transferencia de calor* Q . El calor y el trabajo son los únicos mecanismos mediante los cuales se puede transferir energía a través de la frontera de un sistema cerrado.

Considérese un sistema cerrado que experimenta un proceso entre el estado 1 y el estado 2 durante el cual se producen interacciones calor y trabajo. Puesto que se trata de un proceso no adiabático, la variación de energía del sistema no será igual al trabajo en el proceso. La diferencia entre el cambio de energía y el trabajo neto es una definición operacional de la interacción calor que ha tenido lugar. Matemáticamente esta relación se expresa como

$$Q_{\text{net}} \equiv (E_2 - E_1) - W_{\text{net}} \quad [2.18]$$

o, en forma diferencial

$$\delta Q \equiv dE - \delta W \quad [2.19]$$

Tal y como se ha utilizado en estas ecuaciones, el convenio de signos para el calor transferido (y el flujo de calor) es el mismo que el utilizado para el trabajo. La energía transferida al sistema en forma de calor tiene valor positivo y la energía transferida desde el sistema tiene valor negativo.

El calor Q es una transferencia de energía a través de la frontera de un sistema debido a la diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno. El calor tiene dimensiones de energía y su unidad es el julio (J) en el SI y el pie libra-fuerza (ft·lb_f) o unidades térmicas británicas (Btu) en el USCS. La experiencia ha demostrado que *el calor se transfiere de forma espontánea sólo en el sentido de temperaturas decrecientes*. El calor transferido es cero si no existe diferencia de temperatura entre el sistema y su entorno, si el gradiente de temperaturas en la frontera es cero o si la frontera está *aislada térmicamente*. Una superficie o una frontera a través de la cual no se transfiere calor se denomina *superficie adiabática*. Es difícil construir superficies adiabáticas reales; sin embargo, en muchas ocasiones la transferencia de calor es despreciable y la hipótesis de superficie adiabática es realista.

Utilizando como base la Ecuación [2.18], está claro que la suma de Q y W es única en cualquier proceso entre estados dados, puesto que ΔE está determinado por los estados inicial y final. Sin embargo, el valor individual de W_{12} suele depender de la naturaleza del proceso entre los estados dados. En consecuencia, el valor del calor Q_{12} transferido en un proceso generalmente dependerá también

del camino. Por tanto, *el calor es una función de proceso o función del camino*, al igual que el trabajo. Recuérdesse que la diferencial de una magnitud que depende del camino del proceso (como Q y W) se designa mediante el símbolo δ (mejor que el símbolo para la diferencial exacta d). Una cantidad diferencial de calor puede definirse también en función del flujo de calor \dot{Q} como

$$\delta Q \equiv \dot{Q} dt \quad [2.20]$$

Como resultado, para un proceso entre los estados 1 y 2

$$Q_{12} = \int_1^2 \dot{Q} dt = \int_1^2 \delta Q \quad [2.21]$$

El subíndice 12 se omite con frecuencia cuando el proceso se realiza en una única etapa. (Para un proceso multietapa 1-2-3 se escribiría Q_{12} y Q_{23} para las dos etapas.) Téngase en cuenta otra vez que la integración de una función de proceso no conduce al uso del símbolo Δ . Para magnitudes como calor o trabajo no se habla del cambio de la magnitud (como se hace para la energía ΔE), sino del valor absoluto para el proceso. Finalmente, no puede dejarse de hacer hincapié en que la transferencia de calor es un transporte que tiene lugar a través de una frontera. Este efecto es una interacción que acaba cuando termina el proceso.

2.3.2. CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA PARA SISTEMAS CERRADOS

La Ecuación [2.18], utilizada anteriormente para definir la transferencia de calor, contiene toda la información necesaria para escribir la ecuación de conservación de la energía en un sistema cerrado. Reordenando la ecuación de modo que la variación de energía quede en el lado izquierdo, se obtiene

$$\Delta E_{\text{mc}} = E_2 - E_1 = Q + W \quad [2.22]$$

Esta ecuación es la *ecuación de conservación de la energía* para un *sistema cerrado*. La Ecuación [2.22] se conoce también como el *balance energético general* para un *sistema cerrado*. Con palabras

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación de} \\ \text{energía del} \\ \text{sistema} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Transferencia neta} \\ \text{de energía al} \\ \text{sistema mediante} \\ \text{interacción calor} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Transferencia neta} \\ \text{de energía al} \\ \text{sistema mediante} \\ \text{interacción trabajo} \end{array} \right)$$

Para un cambio de estado diferencial, la Ecuación [2.22] se escribe como

$$dE_{\text{mc}} = \delta Q + \delta W \quad [2.23]$$

Con frecuencia conviene analizar los sistemas cerrados referidos a la unidad de masa. Si el *calor transferido por unidad de masa* q , *trabajo por unidad de masa* w y *energía específica* e se definen como

$$q \equiv \frac{Q}{m} \quad w \equiv \frac{W}{m} \quad e \equiv \frac{E}{m} \quad [2.24]$$

entonces el principio de conservación de la energía para un cambio de estado diferencial viene dado por

$$de = \delta q + \delta w \quad [2.25]$$

Para un cambio de estado finito, la integración de esta ecuación proporciona

$$\Delta e = q + w \quad [2.26]$$

Por último, la Ecuación [2.22] puede expresarse *referida al tiempo* dividiendo la ecuación por un intervalo finito de tiempo Δt . Esto lleva a

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{Q}{\Delta t} + \frac{W}{\Delta t}$$

Entonces, en el límite cuando Δt tiende a cero, $\Delta E/\Delta t \rightarrow dE/dt$, $Q/\Delta t \rightarrow \delta Q/dt = \dot{Q}$ y $W/\Delta t \rightarrow \delta W/dt = \dot{W}$. Como resultado, **la forma referida al tiempo de la ecuación de la conservación de la energía para un sistema cerrado es**

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q}_{neto} + \dot{W}_{net} \quad [2.27]$$

Con palabras

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación con respecto} \\ \text{al tiempo de la energía} \\ \text{del sistema} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Flujo neto} \\ \text{de calor transferido} \\ \text{al sistema} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{potencia neta} \\ \text{transferida} \\ \text{al sistema} \end{array} \right)$$

La forma referida al tiempo del balance energético demuestra claramente cómo, en cada instante de tiempo, la variación de energía dentro del sistema cerrado se equilibra con el flujo de energía a través de la frontera. Las Ecuaciones [2.22] y [2.27] *son ecuaciones muy importantes y constituyen los puntos de partida principales* en la aplicación del principio de conservación de la energía a un sistema cerrado. En las dos ecuaciones hay un convenio de signos implícito en el que la energía suministrada a un sistema mediante transferencia de calor o transferencia de trabajo tiene un valor numérico *positivo* y las interacciones que extraen energía de un sistema tienen valores numéricos *negativos*. Como se ha hecho constar anteriormente, este convenio de signos implícito puede eliminarse utilizando los subíndices «entra» y «sale» en Q y W en las ecuaciones de la energía.

Finalmente considérense las dos aplicaciones de la ecuación general de conservación de la energía siguientes.

1. Adviértase que, como el valor de una interacción trabajo y una interacción calor es función del camino, la evaluación por separado de la integral a lo largo de un ciclo de δW o δQ no es necesariamente cero y sí lo es la integración cíclica de dE . Por tanto, para un sistema cerrado que experimenta un proceso cíclico, el principio de conservación de la energía se reduce a

$$\oint (\delta Q + \delta W) = \oint \delta Q + \oint \delta W = 0$$

Las integrales de δW y δQ deben tener entonces el mismo valor, pero signos opuestos en el ciclo.

2. Cuando un sistema cerrado funciona en *régimen estacionario*, el tiempo deja de ser una variable del problema. En el funcionamiento en régimen estacionario, los flujos de calor y las potencias deben ser independientes del tiempo. Además, la cantidad de energía del sistema es también independiente del tiempo, de modo que su variación debe ser cero, es decir, $dE/dt = 0$. Por tanto, esto significa que el flujo neto de calor y la potencia neta deben ser iguales en magnitud, pero de signos opuestos.

Dos sistemas cerrados, A y B, experimentan cada uno un proceso durante el cual se comunica trabajo y la energía total de cada sistema aumenta. (a) En el sistema A, el trabajo comunicado al sistema es 100,0 kJ y la energía total aumenta en 55,0 kJ. (b) En el sistema B, el sistema realiza un trabajo de 77.800 ft·lb_f, mientras que la energía total aumenta en 55 Btu. Encuéntrese el calor transferido en el sistema A en kJ y en el sistema B en Btu. Determínese también si se suministra o se extrae del sistema.

Solución

Datos. Una determinada interacción trabajo produce un determinado cambio de energía total en los dos sistemas. Los sistemas con los datos de entrada adecuados se muestran en la Figura 2.10.

Incógnitas. Magnitud y sentido de Q en (a) el sistema A en kJ, y (b) el sistema B en Btu.

Modelo. Sistema cerrado.

Metodología. Aplicar el balance básico de energía para sistemas cerrados con el fin de obtener el calor transferido.

Análisis. El principio de conservación de la energía para sistemas cerrados, representado por la Ecuación [2.22], es $\Delta E_{mc} = Q + W$. Resolviendo en el calor transferido se obtiene $Q = \Delta E_{mc} - W$.

(a) Puesto que, por convenio, el trabajo comunicado a un sistema es positivo, $W = 100,0$ kJ y $\Delta E_{mc} = 55,0$ kJ. Sustituyendo en la ecuación de Q se obtiene

$$Q = \Delta E_{mc} - W = 55,0 \text{ kJ} - 100,0 \text{ kJ} = -45,0 \text{ kJ}$$

Adviértase que la solución es $-45,0$ kJ y no sólo 45,0. *Las soluciones de los problemas de ingeniería tienen unidades y deben expresarse explícitamente.* El signo negativo es también importante, puesto que indica que el calor sale del sistema. Otra forma de expresar la solución es utilizar un subíndice explícito: $Q_{sal} = 45,0$ kJ. Cuando se utiliza el subíndice «sale» o «entra» en Q (o W), el valor numérico positivo debe concordar con la dirección indicada.

(b) El proceso se muestra gráficamente en la Figura 2.10b. Para el sistema B, $W_{sal} = 77.800 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$, puesto que el trabajo sale del sistema, mientras que $\Delta E = 55 \text{ Btu}$. Aunque ft·lb_f y Btu son ambas unidades de energía, se requieren unidades homogéneas para calcular el calor transferido. Para obtener la solución de Q en Btu, el trabajo es

$$W_{sal} = 77.800 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f \times \frac{1 \text{ Btu}}{778 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f} = 100 \text{ Btu}$$

donde el factor de conversión de unidades que se encuentra en la Tabla A.11 se ha redondeado a tres cifras significativas. Al sustituir los valores de W y ΔE en la Ecuación [2.19] se obtiene

$$\begin{aligned} Q &= \Delta E_{mc} - W = \Delta E_{mc} - (-W_{sale}) \\ &= 55 - (-100) \text{ Btu} \\ &= 155 \text{ Btu} \end{aligned}$$

EJEMPLO 2.4

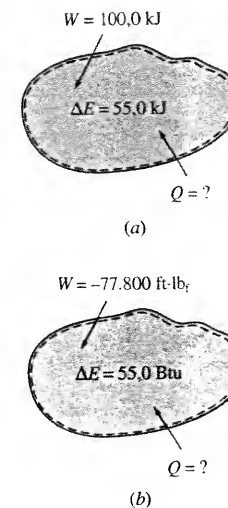


Figura 2.10. Esquema y datos del Ejemplo 2.4.

El resultado positivo indica que durante el proceso es necesario añadir una cantidad de energía de 155 Btu en forma de calor.

Comentario. Es necesario utilizar el convenio de signos para el calor y el trabajo en el balance energético. Si se utiliza una ecuación que ha desarrollado otra persona para el trabajo o calor es necesario conocer el convenio de signos implícito en la ecuación.

EJEMPLO 2.5

Reconsidérese el Ejemplo 2.3. A un sistema cerrado se le suministra energía mediante una resistencia eléctrica y una rueda de paletas, 188,5 y 30,0 W respectivamente. La ecuación del flujo de calor cedido al entorno viene dada por $\dot{Q}_{\text{sal}} = 218,5[1 - \exp(-0,03t)]$, donde t está en segundos y \dot{Q} en vatios. (a) Determinése la ecuación de la variación de energía del sistema respecto al tiempo dE/dt en función del tiempo. (b) Represéntese gráficamente esta relación funcional para los 3 primeros minutos de funcionamiento.

Solución

Datos. A un sistema cerrado se le suministra potencia eléctrica y en eje de forma constante. También se transfiere un flujo de calor dependiente del tiempo. En la Figura 2.11a se muestra el sistema cerrado con los datos de entrada adecuados.

Incógnitas. (a) $dE/dt = f(t)$ para el sistema. (b) Ecuación para la representación gráfica.

Modelo. Sistema cerrado, potencias en eje y eléctrica constantes.

Metodología. Aplicar el balance energético para sistemas cerrados referido al tiempo.

Análisis. La ecuación de conservación de la energía adecuada para el sistema es la Ecuación [2.27], es decir

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q}_{\text{net}} + \dot{W}_{\text{net}}$$

donde el término \dot{W} en este caso representa las diversas formas de interacciones trabajo.

(a) En función de información conocida y teniendo en cuenta que el flujo de calor sale del sistema

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} &= \dot{Q}_{\text{sal}} + \dot{W}_{\text{eje,ent}} + \dot{W}_{\text{elec,ent}} \\ &= -218,5[1 - \exp(-0,03t)]W + (188,5 + 30,0)W \\ &= 218,5 \exp(-0,03t)W \end{aligned}$$

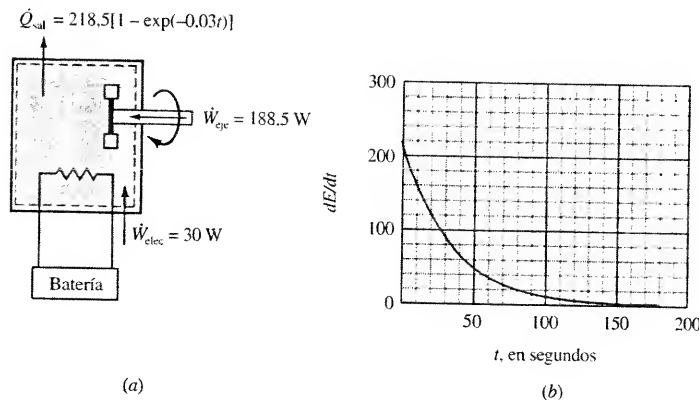


Figura 2.11. Esquema y datos del Ejemplo 2.5.

Por tanto, la variación de la energía E con el tiempo decae exponencialmente con el tiempo.

(b) La representación gráfica de la ecuación anterior se muestra en la Figura 2.11b. Después de 200 s la energía del sistema se hace prácticamente constante con el tiempo (dE/dt tiende a cero). Después de este periodo transitorio el balance energético se reduce básicamente a $-\dot{Q}_{\text{sal}} + \dot{W}_{\text{net}} = 0$, o

$$\dot{Q}_{\text{sal}} = (\dot{W}_{\text{eje}} + \dot{W}_{\text{elec}}) = 218,5W$$

Este valor de 218,5 W puede hallarse también haciendo t tender a infinito en la relación dada para \dot{Q} en función de t .

Comentario. Después de 3 min el valor de dE/dt es sólo el 0,45 por 100 de su valor inicial.

2.4. NATURALEZA DE LA ENERGÍA E

En la ecuación de conservación de la energía para un sistema cerrado, Ecuación [2.27], el término ΔE representa la variación de la energía total del sistema. A estas alturas es importante estudiar los tipos específicos de energía que contribuyen a la energía total. Finalmente, debe decidirse qué tipos de energía pueden despreciarse cuando se utiliza la ecuación de conservación de la energía para establecer el modelo del comportamiento de un sistema de ingeniería.

Todos los tipos de energía E pueden clasificarse o como energía cinética (E_c) debido al movimiento de un cuerpo, o bien como energía potencial debida a la posición de un cuerpo relativa a un campo de fuerzas de otros cuerpos. Además, los tipos de energía pueden clasificarse o en extrínsecos (ext) o en intrínsecos (int). Combinando estas dos clasificaciones se obtiene una forma útil de examinar la energía total de un sistema. Por tanto,

$$E_{\text{tot}} = E_{E_c}^{\text{ext}} + E_{E_c}^{\text{int}} + E_{E_p}^{\text{ext}} + E_{E_p}^{\text{int}} \quad [2.28]$$

De la física clásica puede demostrarse que la energía cinética total de un sistema de partículas puede expresarse como suma de tres términos.

$$E_{E_c,\text{total}} = (E_{E_c,\text{tras}}^{\text{ext}} + E_{E_c,\text{rot}}^{\text{ext}})_{\text{macro}} + (E_{E_c}^{\text{int}})_{\text{micro}} \quad [2.29]$$

Los dos primeros términos son las conocidas energía cinética traslacional y energía cinética rotacional del sistema total relativas a su centro de masas. Estas dos contribuciones son extrínsecas y se miden en función de características macroscópicas del sistema. El tercer término es la suma de las energías cinéticas de las partículas individuales del sistema, debidas al movimiento traslacional, rotacional y vibracional de las moléculas individuales. Esta forma de energía es intrínseca, pero no puede medirse directamente. Por tanto, dos formas de la energía cinética del sistema son macroscópicas (macro) en origen, mientras que la tercera forma se debe al movimiento molecular microscópico (micro).

La energía potencial total de un sistema puede expresarse como suma de cuatro cantidades separadas.

$$E_{E_p,\text{total}} = (E_{E_p,\text{grav}}^{\text{ext}} + E_{E_p,\text{elec}}^{\text{ext}} + E_{E_p,\text{mag}}^{\text{ext}})_{\text{macro}} + (E_{E_p}^{\text{int}})_{\text{micro}} \quad [2.30]$$

Una de éstas es la conocida energía potencial gravitatoria de un cuerpo respecto a la Tierra. Otras dos formas de energía potencial se deben a la presencia de cargas estáticas y móviles y se denominan energías potenciales *electrostática* y *magne-*

tostática. Estas tres formas de energía son mensurables y extrínsecas. La cuarta forma es la debida a las fuerzas ejercidas sobre una partícula por el resto de las partículas que componen el sistema, sumadas para todas las partículas. Este tipo de energía potencial es intrínseco. El último término de la derecha de la Ecuación [2.30] requiere información de las fuerzas que actúan entre las partículas de un sistema; por tanto, no es directamente mensurable.

Las energías electrostática ($E_{E_{p,elec}}^{ext}$), magnetostática ($E_{E_{p,mag}}^{ext}$) y macroscópica rotacional ($E_{E_{c,rot}}^{ext}$) no se consideran en este texto. Despreciando estos términos, sustituyendo las Ecuaciones [2.29] y [2.30] en la Ecuación [2.28] se obtiene

$$E = (E_{E_{c,tras}}^{ext} + E_{E_{p,grav}}^{ext})_{macro} + (E_{E_c}^{int} + E_{E_p}^{int})_{micro} \quad [2.31]$$

Los dos últimos términos anteriores representan las energías intrínsecas cinética y potencial del sistema y no se pueden medir directamente. La suma de estas dos contribuciones microscópicas a la energía se define como *energía interna* U de la sustancia del sistema. Esto es

$$U \equiv E_{E_c}^{int} + E_{E_p}^{int} \quad [2.32]$$

La función energía interna, como se ha definido mediante la Ecuación [2.32], es una *propiedad extensiva, intrínseca* de una sustancia en estado de equilibrio. En ausencia de cambios de fase, reacciones químicas y reacciones nucleares la energía interna U se denomina a veces *energía sensible* del sistema. Sin embargo, en este texto se hará referencia a ella como energía interna del sistema.

Tomando como base el estudio anterior, la Ecuación [2.28] de la energía total de un sistema se convierte en

$$E = U + E_{E_{c,tras}} + E_{E_{p,grav}} = U + \frac{mV^2}{2} + mgz \quad [2.33]$$

donde se han despreciado las energías electrostática, magnetostática y rotacional.

Finalmente, al sustituir la Ecuación [2.33] en la Ecuación [2.22] se llega a un principio general de conservación de la energía que considera la energía cinética traslacional y la energía potencial gravitatoria como las únicas formas extrínsecas de interés. El resultado para el sistema cerrado es

$$\Delta U_{mc} + \Delta \left(\frac{mV^2}{2} \right) + \Delta(mgz) = Q_{net} + W_{net} \quad [2.34]$$

La forma derivada respecto al tiempo es

$$\frac{d}{dt} \left(U + \frac{mV^2}{2} + mgz \right) = \dot{Q}_{net} + \dot{W}_{net} \quad [2.35]$$

Puesto que U es una propiedad extensiva, $U = mu$, donde u es la energía interna específica. Como se mostrará en el próximo capítulo, la energía interna específica es función de otras propiedades intrínsecas intensivas mensurables, como presión y temperatura. En variables intensivas, el principio de conservación de la energía para un sistema cerrado es

$$\Delta e = \Delta u + \Delta e_c + \Delta e_p = q + w \quad [2.36]$$

donde u puede expresarse por unidad de masa o en base molar.

2.5. TRANSFERENCIA DE CALOR

Como se ha definido anteriormente, la transferencia de calor es un mecanismo mediante el que se transfiere energía a través de la frontera de un sistema debido a una diferencia de temperatura. La transferencia de calor puede producirse mediante tres mecanismos distintos: conducción, radiación y convección. Cada uno de ellos se asocia a un mecanismo físico diferente. En este texto se supone que no se tienen conocimientos previos de estos mecanismos. Sin embargo, es instructivo introducir los conceptos básicos sin realizar cálculos de transferencia de calor.

Para calcular el flujo de calor a través de cualquier superficie sin utilizar el balance energético es necesario tener información sobre la densidad de flujo de calor. La **densidad de flujo de calor** q'' es el flujo de calor por unidad de área y tiene dimensiones de [energía]/{[longitud]² · [tiempo]}. En el SI las unidades típicas son W/m² y en el USCS las unidades típicas son Btu/(ft² · h). En el caso en que la densidad de flujo sea uniforme en la superficie de interés A , la densidad de flujo de calor es $q'' = \dot{Q}/A$. Dependiendo de la situación, la densidad de flujo de calor puede no ser uniforme a lo largo de la superficie de interés. Entonces, el flujo de calor a través de cualquier superficie puede calcularse a partir de la densidad de flujo de calor mediante

$$\dot{Q} = \int_A q'' dA$$

donde q'' puede variar con la posición en la superficie y la integral se realiza sobre toda el área.

La **transferencia de calor por conducción** es la transferencia de energía debida a las interacciones entre las partículas en el interior de un material. La transferencia de calor por conducción está directamente relacionada con los gradientes de temperatura dentro del cuerpo y está gobernada por la *ley de Fourier de conducción del calor*. Aplicando el modelo a una pared unidimensional como la mostrada en la Figura 2.12, la ecuación para el flujo de calor en cualquier posición x de la pared es

$$\dot{Q}_{cond} = q''_{cond} A = -kA \frac{dT}{dx} \quad [2.37]$$

donde k es la conductividad térmica del material y A es la sección transversal en la posición x . El signo menos es necesario, ya que, por convenio, la densidad de flujo de calor se supone positiva cuando la energía se transfiere por conducción en el sentido de temperaturas decrecientes. Los valores numéricos de las conductividades térmicas pueden encontrarse en distintas publicaciones. En régimen estacionario, cuando el tiempo deja de ser una variable, la distribución de temperatura en una pared plana de conductividad térmica uniforme será una línea recta como se muestra en la Figura 2.12. Bajo estas condiciones, el gradiente de temperatura puede escribirse en función de las temperaturas de las dos superficies, T_1 y T_2 , y del espesor de la pared L , siendo el flujo de calor

$$\dot{Q}_{cond} = -kA \left(\frac{T_2 - T_1}{L} \right) \quad [2.38]$$

Este es el flujo de calor en la superficie 1 o en la superficie 2 o en cualquier posición x dentro de la pared.

La **transferencia de calor por radiación** es la transferencia de energía mediante radiación electromagnética. La energía transferida por radiación puede

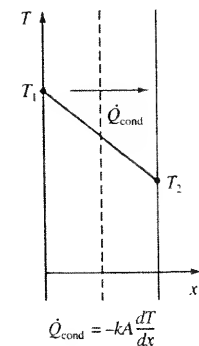


Figura 2.12. Transferencia de calor por conducción en una pared unidimensional.

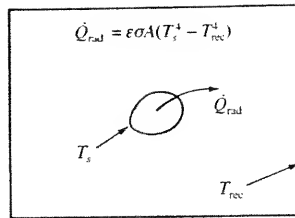


Figura 2.13. Transferencia de calor por radiación desde un objeto pequeño situado en el interior de un recinto.

emitirse desde una superficie o desde el interior de fluidos transparentes y sólidos. Dado el objetivo de este libro, el texto se concentrará en transferencia de calor por radiación desde superficies. A diferencia de la conducción (y la convección), la radiación es el único mecanismo de transferencia de calor que puede producirse en el vacío. La densidad de flujo de radiación térmica emitida por una superficie se describe mediante la ecuación de Stefan-Boltzmann:

$$q''_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma T_s^4 \quad [2.39]$$

donde ε es la *emisividad* de la superficie, σ es la *constante de Stefan-Boltzmann* y T_s es la temperatura absoluta de la superficie. Los valores numéricos de la emisividad pueden variar de 0 a 1 dependiendo del tipo de superficie. La constante de Stefan-Boltzmann es una constante física igual a $5,67 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K}^4)$ [o $0,1714 \times 10^{-8} \text{ Btu}/(\text{h} \cdot \text{ft}^2 \cdot ^\circ\text{R}^4)$]. Los cálculos de transferencia de calor por radiación pueden ser muy complejos debido a la dependencia no lineal de las propiedades con la temperatura de la superficie y la capacidad de los materiales de absorber, transmitir y emitir radiación térmica. Considérese un caso particular pero de gran aplicación: transferencia de calor por radiación entre un cuerpo convexo pequeño y un gran recinto, como se muestra en la Figura 2.13. En estas condiciones, el flujo de calor del cuerpo al recinto puede escribirse como

$$\dot{Q}_{\text{rad}} = \varepsilon \sigma A (T_s^4 - T_{\text{rec}}^4) \quad [2.40]$$

donde A es el área de la superficie del cuerpo, T_s es la temperatura de la superficie del cuerpo y T_{rec} es la temperatura del recinto que ve el cuerpo pequeño.

La **transferencia de calor por convección** es la transferencia de energía entre la superficie de un sólido y un líquido o un gas debido al movimiento del fluido. El mecanismo real es una combinación de conducción en la interfase sólido-fluido y el movimiento del fluido que se lleva la energía. El flujo de calor por convección desde una superficie a un fluido se calcula utilizando como modelo la *ley de enfriamiento de Newton*:

$$\dot{Q}_{\text{conv}} = hA(T_s - T_{\text{amb}}) \quad [2.41]$$

donde h es el *coeficiente de transferencia de calor por convección*, A es el área de la superficie, T_s es la temperatura de la superficie y T_{amb} es la temperatura del fluido. El coeficiente de transferencia de calor depende del fluido y de su movimiento sobre la superficie. No es una propiedad del fluido. Los valores numéricos de los coeficientes de transferencia de calor pueden obtenerse a partir de correlaciones empíricas que se encuentran en la literatura.

En este texto, el flujo de calor \dot{Q} (y el calor transferido Q) se manejarán de uno de los cuatro modos siguientes:

- \dot{Q} se supondrá o se especificará que sea cero (hipótesis de superficie adiabática).
- A \dot{Q} se le asignará un valor basado en los datos del problema.
- \dot{Q} se calculará aplicando el balance general de energía.
- \dot{Q} se calculará utilizando la ley de enfriamiento de Newton cuando se proporcione suficiente información.

Los conocimientos previos para realizar cálculos detallados de transferencia de calor se adquieren en cursos de transferencia de calor impartidos en muchas disciplinas. Para mayor información, consúltese un texto clásico de transferencia de calor.

La superficie de la base de una plancha tiene una temperatura de 100°C y un área de 160 cm^2 . El coeficiente de transferencia de calor por convección en la superficie es $6 \text{ W}/\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}$ y la temperatura del aire ambiente es 25°C . Déterminese, en vatios, el flujo de calor que sale de la superficie por convección.

Solución

Datos. Las condiciones de funcionamiento, como se muestra en el esquema de la base de la plancha en la Figura 2.14.

Incógnitas. Flujo de calor por convección que sale de la base, en vatios.

Modelo. Transferencia de calor utilizando como modelo la ley de enfriamiento de Newton.

Análisis. Escribiendo la ley de enfriamiento de Newton para la transferencia de calor por convección y sustituyendo los valores numéricos se obtiene

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{conv}} &= hA(T_s - T_{\text{amb}}) \\ &= \left(6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot ^\circ\text{C}}\right)(160 \text{ cm}^2)(100 - 25)(^\circ\text{C}) \left(\frac{1 \text{ m}}{100 \text{ cm}}\right)^2 = 7,2 \text{ W} \end{aligned}$$

Comentarios. (1) Puesto que el calor se transfiere de temperaturas altas a temperaturas más bajas, debería decirse que el flujo de calor que *sale* de la plancha es $7,2 \text{ W}$.

(2) Téngase en cuenta que, como se ha definido anteriormente, todas las ecuaciones para calcular el calor transferido por conducción, radiación y convección proporcionan valores positivos cuando la energía se transfiere de una temperatura alta a una temperatura baja. Este sentido hay que recordarlo cuando se aplican estas ecuaciones en el balance energético.

EJEMPLO 2.6

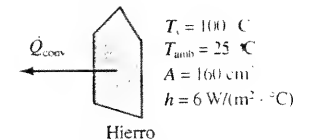


Figura 2.14. Esquema y datos del Ejemplo 2.6.

2.6. TRABAJO DE EXPANSIÓN Y COMPRESIÓN

Los valores de los trabajos en eje y eléctrico se determinaron en el Apartado 2.1 a partir de medidas en la frontera del sistema. No se necesitaba ningún conocimiento de las propiedades de la sustancia dentro del sistema. Sin embargo, hay situaciones en las que, a lo largo del proceso, deben conocerse los valores de las propiedades intrínsecas de la sustancia para evaluar ciertas interacciones trabajo.

2.6.1. PROCESOS CUASIESTÁTICOS

Puesto que las propiedades sólo están definidas en estados de equilibrio, se puede imaginar un proceso idealizado durante el cual el sistema esté, internamente, infinitesimalmente próximo a un estado de equilibrio en todo momento. Un proceso llevado a cabo de esta forma idealizada se denomina **proceso en cuasiequilibrio** o **proceso cuasiestático**. Una consecuencia importante de esta hipótesis es que las propiedades intensivas del sistema son uniformes en el espacio durante un proceso cuasiestático. Aunque un proceso cuasiestático es una idealización, muchos procesos reales pueden aproximarse a esa condición. Esto es verdad, puesto que el tiempo necesario para que muchas sustancias alcancen el equilibrio interno es pequeño comparado con el tiempo del cambio del sistema global. Así, en análisis termodinámicos, con frecuencia es necesario y apropiado *modelar* un proceso real como uno en cuasiequilibrio.



Imaginando que se permite que el aire salga de un globo, bien lentamente o bien pinchando el globo, ¿cuál de estos dos procesos podría calificarse como un proceso cuasiestático?

Otra ventaja adicional que se obtiene al modelar un proceso como cuasiestático es que se hace posible dibujar el camino de un proceso en cuasiequilibrio en un *diagrama de propiedades*: un diagrama bidimensional en el que las coordenadas representan las propiedades termodinámicas. Estos diagramas son extremadamente útiles en el diseño y análisis de sistemas de ingeniería. Una práctica habitual en los diagramas de propiedades es dibujar un proceso cuasiestático mediante una línea *sólida* o continua, mientras que un proceso no cuasiestático se representa mediante una línea de *trazos* entre los estados inicial y final dados. Una línea de trazos resalta que los valores de las coordenadas termodinámicas no se conocen entre los estados inicial y final. Así, el recorrido de la línea de trazos es arbitrario. Sin embargo, la línea sólida o continua de un proceso cuasiestático representa la relación funcional entre las coordenadas durante el proceso completo.

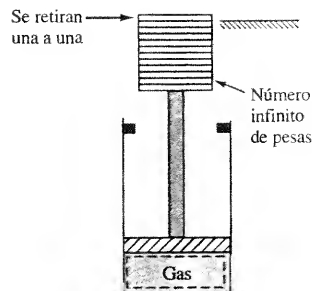


Figura 2.15. Ilustración de un proceso en cuasiequilibrio o cuasiestático.

2.6.2. TRABAJO DE EXPANSIÓN Y COMPRESIÓN

Siempre que cambia el volumen de un sistema, bien sea cerrado o abierto, se transfiere energía mediante una interacción trabajo. Este tipo habitual de trabajo se denomina *trabajo de compresión/expansión* o, simplemente, trabajo PdV , por razones que se mostrarán en breve. Por ejemplo, considérese el dispositivo cilindro-émbolo mostrado en la Figura 2.15. Una pila de pequeñas pesas mantiene el gas a la presión inicial. Retirando pesa a pesa, la presión del gas baja lentamente mientras que el volumen aumenta. Este proceso se realiza en cuasiequilibrio. Si se retirasen varias pesas simultáneamente, el émbolo subiría rápidamente. La presión del gas no está definida en un proceso de expansión en no equilibrio como éste. Sin embargo, en condiciones de cuasiequilibrio la presión y el volumen varían de forma controlada y el método para determinar el trabajo de expansión está bien definido.

La evaluación del trabajo PdV requiere considerar el trabajo mecánico realizado en el movimiento de una fuerza en la frontera del sistema. El prototipo de sistema cerrado, para este tipo de trabajo es el dispositivo cilindro-émbolo mostrado en la Figura 2.16a. El contenido del dispositivo cilindro-émbolo constituye el sistema cerrado, como se indica mediante la línea de trazos. Utilizando la mecánica básica, la expresión del trabajo diferencial realizado en ese sistema viene dada otra vez por la Ecuación [2.1]

$$\delta W = \vec{F}_{\text{ext}} \cdot d\vec{s} = F_{\text{ext}} ds \quad [2.1]$$

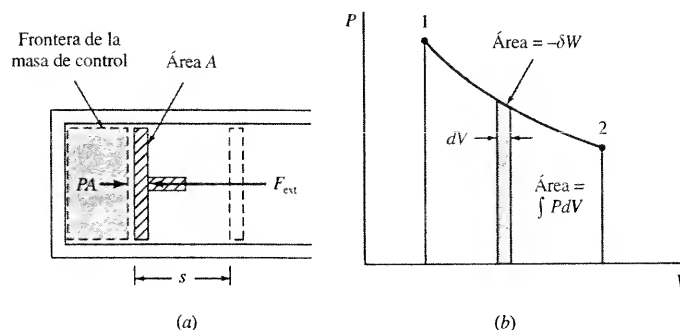


Figura 2.16. (a) Trabajo mecánico asociado con el movimiento de la frontera en un dispositivo cilindro-émbolo; (b) representación mediante áreas del trabajo de expansión o compresión en un proceso cuasiestático.

Téngase en cuenta que la fuerza exterior actúa en la interfaz émbolo-sistema de la frontera del sistema. Para el objetivo de este estudio, se supone que el sistema se comprime mediante una fuerza exterior; así el vector desplazamiento $d\vec{s}$ tiene la misma dirección y sentido que \vec{F}_{ext} . El desplazamiento diferencial ds causado por la compresión puede escribirse en función de un volumen diferencial y de la sección transversal del émbolo, puesto que $dV = A_{\text{émbolo}} \cdot (-ds)$, donde el signo menos se debe a la compresión.

El trabajo diferencial puede escribirse como

$$\delta W = F_{\text{ext}} \cdot ds = F_{\text{ext}} \left(-\frac{dV}{A_{\text{émbolo}}} \right) = -\left(\frac{F_{\text{ext}}}{A_{\text{émbolo}}} \right) dV$$

Si el proceso es cuasiestático, la presión P es *uniforme* en cualquier lugar dentro del sistema mientras dure el proceso y $P = F_{\text{ext}}/A_{\text{émbolo}}$. En estas condiciones, la expresión diferencial para el trabajo realizado sobre el sistema por la fuerza exterior en el cambio de volumen del sistema es

$$\delta W_{\text{comp/exp}} = -PdV \quad [2.42]$$

donde el subíndice «comp/exp» indica que el trabajo es de compresión/expansión. Esta ecuación es muy importante y demuestra el poder de la hipótesis de cuasiequilibrio. Suponiendo un proceso cuasiestático, el trabajo realizado por una fuerza exterior puede calcularse en función de propiedades intrínsecas del sistema.

El trabajo total de compresión o expansión en cuasiequilibrio $W_{\text{comp/exp}}$ durante un cambio finito de volumen es la suma de los términos PdV para cada cambio de volumen diferencial. Matemáticamente esto se expresa mediante la relación

$$W_{\text{comp/exp}} = - \int_{V_1}^{V_2} PdV \quad \text{o} \quad W_{\text{comp/exp}} = - \int_{v_1}^{v_2} Pdv \quad [2.43]$$

donde $w_{\text{comp/exp}}$ es el trabajo por unidad de masa. Téngase en cuenta que cuando el volumen disminuye, el valor del trabajo es positivo. Esto es coherente con el convenio de signos adoptado para el trabajo como una transferencia de energía. La presión P debe expresarse en unidades *absolutas*. Adviértase que la integral de δW es simplemente W y no ΔW . Una interacción trabajo PdV está asociada con un proceso y su valor depende del camino del proceso.

La representación gráfica de un proceso cuasiestático en coordenadas presión-volumen es muy útil para describir gráficamente el trabajo de expansión o compresión de un proceso. Utilizando el cálculo integral, el área bajo la curva que representa el camino de un proceso cuasiestático es igual a la integral de PdV en el diagrama presión-volumen. En la Figura 2.16b se muestra un diagrama típico para la evaluación del trabajo en la frontera. El área diferencial representa el trabajo realizado sobre o por el gas del cilindro cuando el volumen varía en una cantidad dV . El área completa bajo la curva desde el punto 1 al punto 2 representa el trabajo total realizado cuando el gas se expande del estado 1 al estado 2. Entre estos dos estados inicial y final se pueden dibujar un número infinito de caminos cuasiestáticos. En la Figura 2.17 se muestran tres caminos posibles. El área bajo cada uno de estos caminos es diferente. Esto simplemente resalta el hecho de que el trabajo es una función del camino o del proceso y, a diferencia del cambio de valor de una propiedad, *no* depende únicamente de los estados inicial y final del proceso. (Sólo en el caso particular de los procesos adiabáticos, el valor neto de las interacciones trabajo es independiente del camino.)



¿Qué es necesario conocer para evaluar matemáticamente la integral de PdV ?

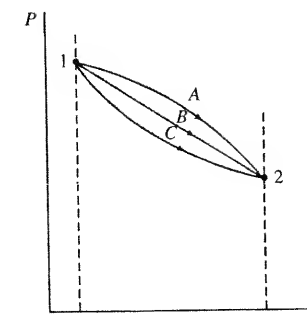


Figura 2.17. Ilustración de que el trabajo en la frontera es función del camino mediante diferentes procesos cuasiestáticos entre los mismos estados inicial y final.

La integración de la ecuación del trabajo de compresión o expansión requiere el conocimiento de la relación funcional entre P y V . Ésta se determina a partir de medidas experimentales de P y V durante un proceso, o bien del conocimiento del tipo de proceso particular que tiene lugar. El método general se ilustra a continuación.

EJEMPLO 2.7

Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas que está inicialmente a 1,0 MPa y ocupa 0,020 m³. El gas se expande hasta un volumen final de 0,040 m³ en las condiciones (a) la presión permanece constante, y (b) $PV = \text{constante}$. Determinése el trabajo obtenido, en kilojulios, para los dos caminos especificados.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas. En la Figura 2.18a se muestran el esquema del problema y los datos de entrada.

Incógnitas. W_{sale} en kJ para (a) $P = c$, y (b) $PV = C$.

Modelo. Sistema cerrado; proceso cuasiestático.

Metodología. Utilizar la definición de $W_{\text{comp/exp}}$.

Análisis. El sistema es el gas que se encuentra dentro de las líneas de trazos de la Figura 2.18a. El trabajo de expansión para un sistema cerrado durante un proceso cuasiestático viene dado por la Ecuación [2.43], $W_{\text{comp/exp}} = -\int P dV$. Para evaluar la integral se necesita información referente a P y V .

(a) Si la presión permanece constante (proceso isobaro), entonces el trabajo W_{12} para el camino a es

$$\begin{aligned} W_{12} &= -\int_1^2 P dV = -P \int_1^2 dV = -P(V_2 - V_1) \\ &= -1 \times 10^6 \text{ N/m}^2 \times (0,040 - 0,020) \text{ m}^3 \times 1 \text{ kJ}/(10^3 \text{ N} \cdot \text{m}) \\ &= -20,0 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Puesto que W_{12} es negativo, $W_{12,\text{sale}} = 20,0 \text{ kJ}$. En la Figura 2.18b se muestra el camino entre los estados 1 y 2.

(b) Bajo la condición de que $PV = C$, entonces $P = C/V$. Sustituyendo esta última ecuación en la ecuación del $W_{\text{comp/exp}}$ e integrando posteriormente a lo largo del camino b hasta el estado final 3

$$W_{13} = -\int_1^3 P dV = -\int_1^3 \frac{C}{V} dV = -C \ln \frac{V_3}{V_1}$$

La constante C puede evaluarse en cualquier estado a lo largo del camino. Puesto que tanto la presión inicial como el volumen son conocidos se hace $C = P_1 V_1 = 2 \times 10^4 \text{ N} \cdot \text{m}$. El cálculo numérico del trabajo para el camino b es

$$\begin{aligned} W_{13} &= -P_1 V_1 \ln \frac{V_3}{V_1} = -2 \times 10^4 \text{ N} \cdot \text{m} \times \ln \frac{0,040}{0,020} = -13,860 \text{ N} \cdot \text{m} \\ &= 13,86 \text{ kJ} \end{aligned}$$

es decir, $W_{\text{sale},13} = 13,86 \text{ kJ}$. En un diagrama PV , una ecuación del tipo $PV = C$ es una hipérbola, como se muestra mediante el camino 13 en la Figura 2.18b. El trabajo obtenido en la parte b es numéricamente sólo el 70 por 100 del de la parte a . Esta relación se ve claramente cuando se comparan las áreas bajo las líneas de proceso en los dos casos. (La presión en el estado 3 es exactamente la mitad que la del estado 2.)

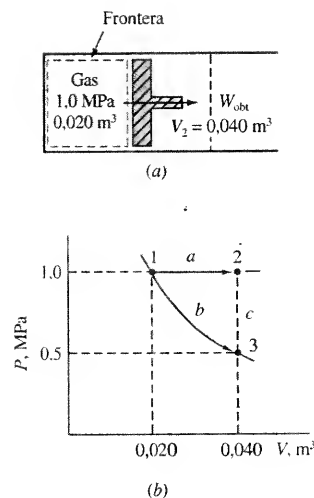


Figura 2.18. Esquema y datos del Ejemplo 2.7.

Comentario. Este ejemplo muestra que el valor del trabajo cuasiestático de compresión/expansión (1) depende del camino del proceso, y (2) se ilustra mediante un área en el diagrama PV .

El camino de muchos procesos de expansión y compresión puede modelarse como un **proceso politrópico**. En este proceso la presión del sistema y el volumen específico están relacionados mediante la **relación politrópica**

$$Pv^n = C \quad [2.44]$$

donde C es una constante y el parámetro n se conoce como **constante politrópica**. Aunque n puede tener cualquier valor, la relación es especialmente útil cuando $1 \leq n \leq 5/3$. La solución general para el trabajo de compresión o expansión cuasiestática en un proceso politrópico se desarrolla en el ejemplo siguiente.



¿Cómo varía la presión en un proceso politrópico en el que $n = 0$?

EJEMPLO 2.8

Dedúzcase una expresión para el trabajo de compresión/expansión asociado a un proceso politrópico en un sistema cerrado.

Solución

Datos. En un dispositivo cilindro-émbolo tiene lugar un proceso politrópico. En la Figura 2.19 se muestra el camino del proceso en un diagrama Pv .

Incógnitas. Una ecuación para $w_{\text{comp/exp}}$.

Modelo. Sistema cerrado, proceso en cuasiequilibrio, $Pv^n = c$.

Metodología. Utilizar la relación politrópica en la integración de $w_{\text{comp/exp}} = -\int P dv$.

Análisis. El sistema es el gas que se encuentra dentro del dispositivo cilindro-émbolo de la Figura 2.20. En magnitudes intensivas, al sustituir la relación $P = cv^{-n}$ en la Ecuación [2.43], $w_{\text{comp/exp}} = -\int P dv$ se obtiene

$$w = -\int_1^2 P dv = -\int_1^2 cv^{-n} dv = \frac{c(v_2^{-n+1} - v_1^{-n+1})}{n-1}$$

La constante $c = P_1 v_1^n = P_2 v_2^n$. Por tanto,

$$w_{\text{comp/exp}} = \frac{\{P_2 v_2^n (v_2^{-n+1}) - P_1 v_1^n (v_1^{-n+1})\}}{n-1} = \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{n-1} \quad (\text{politrópico})$$

El trabajo extensivo $W_{\text{comp/exp}}$ se determina al sustituir en la ecuación anterior el volumen específico v por el volumen total V .

Comentario. Esta ecuación se aplica para todos los valores de n excepto para 1. Cuando n es la unidad, $P = c/v$ y $w_{\text{comp/exp}} = -\int c dv/v = -c \ln(v_2/v_1) = -P_1 v_1 \ln(v_2/v_1)$.

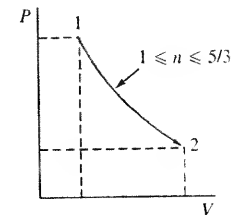


Figura 2.19. Camino politrópico del Ejemplo 2.8.

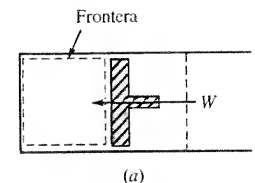


Figura 2.20. Esquema del Ejemplo 2.8.

2.6.3. TRABAJO EN UN PROCESO CÍCLICO CUASIESTÁTICO

Otro modelo común para sistemas cerrados con trabajo sólo de compresión/expansión está relacionado con el de los sistemas en los que se ejecuta un **proceso cuasiestático cíclico**. Considérese de nuevo el sencillo dispositivo cilindro-émbolo que se muestra en la Figura 2.16. En la Figura 2.21 se muestra un posible

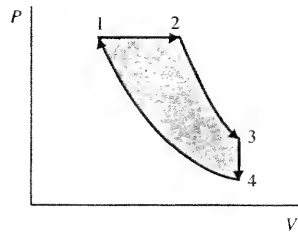


Figura 2.21. Representación mediante un área del trabajo neto en la frontera durante un proceso cíclico cuasiestático.



Demuéstrase que el trabajo neto en un ciclo realizado en el sentido contrario de las agujas del reloj en el que hay dos procesos a presión constante a 50 y 100 psia y dos procesos a volumen constante a 1 y 2 ft³ es -7.200 ft · lb_f.

diagrama PV para el fluido que trabaja dentro del dispositivo. El camino del proceso cíclico consta de cuatro procesos distintos 1-2, 2-3, 3-4 y 4-1 que devuelve el sistema a su estado inicial. El trabajo en cada proceso puede evaluarse como

$$W_{\text{comp,exp,et}} = - \int_a^b PdV$$

Para los procesos de expansión 1-2 y 2-3 de la Figura 2.21, el volumen final es mayor que el inicial y el trabajo lo realiza el sistema sobre el entorno. De forma análoga, el entorno realiza trabajo sobre el sistema en el proceso de compresión a lo largo del camino 4-1, puesto que ΔV es negativo. Durante el proceso 3-4 no existe trabajo, ya que el volumen es constante. *El trabajo neto* realizado por el sistema en el ciclo es la suma de las interacciones trabajo para cada proceso del ciclo. En general, en un ciclo compuesto arbitrariamente por cuatro caminos diferentes

$$\begin{aligned} W_{\text{net,ciclo}} &= W_{12} + W_{23} + W_{34} + W_{41} \\ &= - \int_1^2 PdV - \int_2^3 PdV - \int_3^4 PdV - \int_4^1 PdV = - \oint PdV \end{aligned} \quad [2.45]$$

donde el símbolo \oint significa de nuevo la integración a lo largo de un camino cíclico. Para el ciclo especificado en la Figura 2.21 el valor de W_{34} es cero, como se ha hecho notar anteriormente.

El trabajo en cada proceso del ciclo se representa mediante el área bajo cada línea de proceso en el diagrama PV . El trabajo neto en el proceso cíclico es el área encerrada por el camino cíclico. En la Figura 2.21 el camino sigue el sentido de las agujas del reloj en el diagrama PV y el trabajo neto se extrae del sistema. Si el ciclo se llevase a cabo en el sentido contrario de las agujas del reloj, el trabajo neto seguiría representado por el área encerrada. Sin embargo, en este caso el trabajo neto sería realizado por el entorno sobre el sistema (suministrado). Finalmente, téngase en cuenta que, en general, *el trabajo neto transferido en un proceso cíclico de un sistema cerrado debido a cambios de volumen no será cero*. La variación de todas las propiedades del sistema será cero en un ciclo, pero el trabajo neto en la frontera será generalmente finito.

EJEMPLO 2.9

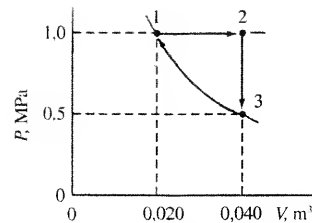


Figura 2.22. Diagrama PV del proceso cíclico del Ejemplo 2.9.

Un gas que inicialmente ocupa 0.020 m³ a 1.0 MPa se expande cuasiestáticamente en un dispositivo cilindro-émbolo a presión constante hasta que el volumen es 0.040 m³. A continuación se mantiene a volumen constante y se enfría hasta que la presión es la mitad de la inicial. Después se comprime cuasiestáticamente hasta el estado original siguiendo el camino $PV = \text{constante}$. Determinése el trabajo neto del ciclo en kilojulios.

Solución

Datos. Un gas en un dispositivo cilindro-émbolo experimenta un proceso cíclico en tres etapas, que son: una expansión a presión constante, un enfriamiento a volumen constante y finalmente una compresión hasta el estado inicial según $PV = \text{constante}$. En la Figura 2.22 se muestran los caminos del proceso cíclico y los datos.

Incógnitas. W_{net} para el ciclo en kJ.

Modelo. Sistema cerrado, procesos cuasiestáticos, sólo hay trabajo PdV .

Metodología. Tratar el ciclo como una serie de tres procesos. Evaluar el trabajo PdV en cada proceso.

Análisis. La ecuación básica para el trabajo de expansión o compresión es

$$W = - \int PdV$$

El sistema es el gas dentro del dispositivo cilindro-émbolo.

Proceso 1-2: Puesto que la presión es constante

$$W_{12} = - \int_1^2 PdV = -P_1(V_2 - V_1)$$

El valor de este trabajo se ha calculado en el Ejemplo 2.7 y es -20.0 kJ, es decir, $W_{12} = -20.0$ kJ.

Proceso 2-3: Como el volumen es constante, $dV = 0$. Por tanto

$$W_{23} = - \int_2^3 PdV = 0$$

Proceso 3-1: Puesto que $PV = C = P_1V_1 = P_3V_3$

$$W_{31} = - \int_3^1 PdV = -C \ln \frac{V_1}{V_3} = -P_1V_1 \ln \frac{V_1}{V_3}$$

El valor del trabajo en el camino 1-3 se ha obtenido en el Ejemplo 2.7 y vale -13.86 kJ. Cuando se invierte un camino cuasiestático (en ausencia de fricción), la interacción trabajo tiene el mismo valor, pero signo opuesto. Así, en el ciclo, el valor de W_{31} es +13.86 kJ.

Ahora, para calcular el trabajo neto del ciclo

$$W_{\text{net,ciclo}} = W_{12} + W_{23} + W_{31} = (-20.0 + 0 + 13.86) \text{ kJ} = -6.14 \text{ kJ}$$

Por tanto, el trabajo neto transferido al sistema es -6.14 kJ, o el trabajo neto que *sale* del sistema durante el proceso cíclico en sentido de las agujas del reloj mostrado en la Figura 2.22, es 6.14 kJ.

Comentario. El trabajo neto transferido en el ciclo no es cero, aunque los cambios globales de presión y volumen en el ciclo sean cero. El trabajo es una función de proceso, no una función de estado.

2.6.4. UNA APLICACIÓN DEL TRABAJO PdV

En muchos dispositivos cotidianos como compresores de aire y motores de combustión interna se produce la expansión y la compresión de un gas. Un modelo realista para estos dispositivos es el sencillo dispositivo cilindro-émbolo que se muestra en la Figura 2.23a. La cara del émbolo está en contacto con el gas del cilindro. La parte de atrás del émbolo está unida a un vástago y también está en contacto con la atmósfera. Además, hay fricción entre el émbolo que desliza y las paredes del cilindro. Así, como se muestra en la Figura 2.23b, hay tres fuerzas *exteriores* actuando sobre el émbolo. Una es la fuerza móvil $F_{\text{vástago}}$ que actúa sobre el vástago, la segunda es la fuerza de fricción F_{fric} entre la pared del cilindro y el émbolo deslizando. Además, existe una tercera fuerza F_{atm} que se debe a la presión ambiente P_{atm} en el exterior del émbolo. Además, la fuerza F_{gas} actúa en la parte interior del émbolo.

Al ingeniero le interesa determinar cómo están relacionados el trabajo $W_{\text{vástago}}$ transmitido por el vástago con el trabajo PdV del gas dentro del dispositivo cilin-

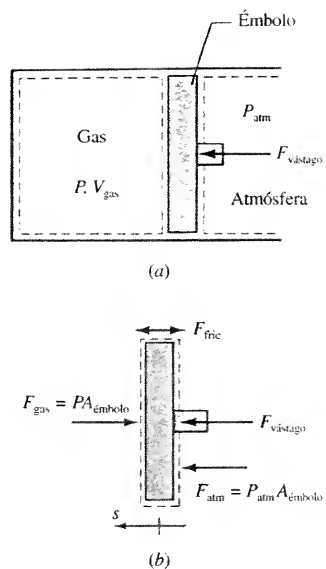


Figura 2.23. (a) Dispositivo cilindro-émbolo; (b) fuerzas externas que equilibran la presión del sistema sobre el émbolo.

dro-émbolo. Tomando como base el balance de fuerzas sobre el émbolo en el proceso de compresión

$$F_{\text{vástago}} + F_{\text{atm}} = F_{\text{gas}} + F_{\text{fric}}$$

donde se ha supuesto que para el émbolo el producto de la masa por la aceleración es pequeño. A continuación se multiplica cada término de la ecuación por un desplazamiento diferencial ds correspondiente al proceso de compresión y se integra. Como resultado se obtiene que los trabajos que aparecen al tomar el émbolo como sistema son

$$W_{\text{vástago}} + W_{\text{atm}} = W_{\text{gas}} + W_{\text{fric}}$$

Resolviendo la ecuación para obtener el trabajo realizado por la fuerza $F_{\text{vástago}}$, se tiene

$$W_{\text{vástago}} = W_{\text{gas}} - W_{\text{atm}} + W_{\text{fric}}$$

El trabajo comunicado al gas viene dado por $-\int P dV_{\text{gas}}$. Habitualmente se supone que la presión ambiente es constante. Por tanto, el trabajo realizado por la presión ambiente sobre el émbolo es

$$W_{\text{amb}} = P_{\text{atm}} \Delta V_{\text{atm}} = -P_{\text{atm}} \Delta V_{\text{gas}} \quad [2.46]$$

donde $\Delta V_{\text{atm}} = -\Delta V_{\text{gas}}$. Además, hay que tener en cuenta que la fuerza de fricción siempre se opone al movimiento. Así, al sustituir el valor de W_{fric} se toma siempre como positivo. Al sustituir estos términos en la ecuación del trabajo del vástago $W_{\text{vástago}}$ se tiene

$$\begin{aligned} W_{\text{vástago}} &= W_{\text{gas}} - W_{\text{amb}} + W_{\text{fric}} \\ &= -\int_1^2 P dV_{\text{gas}} + P_{\text{atm}} \Delta V_{\text{gas}} + W_{\text{fric}} \end{aligned} \quad [2.47]$$

En la ecuación anterior, la variación de V es negativa durante la compresión y positiva durante la expansión. Así, durante un proceso de expansión el primer término de la derecha es negativo, mientras que los otros dos términos son positivos. De forma contraria, durante un proceso de compresión, el primer y el tercer término son positivos, mientras que el segundo término es negativo. En general, el efecto de la fricción es reducir el trabajo útil obtenido en una expansión e incrementar el trabajo suministrado al émbolo durante la compresión.

Si el dispositivo simple cilindro-émbolo mostrado en la Figura 2.23a realiza un ciclo, el trabajo neto suministrado por el vástago se obtiene integrando la Ecuación [2.47] en un ciclo. Teniendo en cuenta que el trabajo suministrado a y desde la atmósfera es cero, el trabajo suministrado por el vástago se calcula mediante

$$W_{\text{vástago.net,ciclo}} = -\oint P dV + W_{\text{fric,ciclo}} \quad [2.48]$$

De nuevo, el efecto de la fricción durante un ciclo es reducir el trabajo neto obtenido o incrementar el suministrado para los mismos cambios cuasiestáticos del sistema.

EJEMPLO 2.10

Un gas en un dispositivo cilindro-émbolo se comprime a una presión constante de 0,50 MPa desde 1.000 hasta 400 cm³. La fuerza de fricción en la interfaz cilindro-émbolo es de 200 N, la superficie del émbolo es 100 cm² y la presión atmosférica es 0,10 MPa. Determínese el trabajo comunicado por el émbolo al gas y el trabajo suministrado mediante el vástago, en newton-metro.

Solución

Datos. Se comprime un gas en un dispositivo cilindro-émbolo con fricción en la interfaz cilindro-émbolo. En la Figura 2.24a se muestran los sistemas de interés y los datos conocidos.

Incógnitas. $W_{\text{comp/exp}}$ y $W_{\text{vástago}}$ en N·m.

Modelo. Compresión cuasiestática; fuerza de fricción y presión atmosférica constante.

Metodología. Identificar el sistema y evaluar el trabajo en el sistema.

Análisis. Para evaluar el trabajo comunicado por el émbolo al gas se elige el gas como sistema. La única forma de trabajo es trabajo de compresión-expansión. Suponiendo un proceso de compresión cuasiestático

$$\begin{aligned} W_{\text{comp/exp}} &= -\int_1^2 P dV = -P(V_2 - V_1) = -0,50 \text{ MPa} \times (400 - 1.000) \text{ cm}^3 \\ &= 300 \text{ MPa} \cdot \text{cm}^3 \times \frac{10^6 \text{ N} \cdot \text{m}}{1 \text{ MPa}} \times \frac{1 \text{ m}^3}{10^6 \text{ cm}^3} = 300 \text{ N} \cdot \text{m} \end{aligned}$$

Puesto que el valor es positivo, el trabajo se comunica al sistema.

Para evaluar el trabajo asociado con el vástago, el sistema es el émbolo mostrado por la línea de trazos en la segunda figura. De la mecánica, la segunda ley de Newton establece que $m d\vec{V}/dt = \Sigma \vec{F}$. Si el término de la izquierda, comúnmente llamado fuerza de inercia, se supone despreciable, entonces, como se muestra en la Figura 2.24b

$$F_{\text{gas}} + F_{\text{fric}} = F_{\text{atm}} + F_{\text{vástago}}$$

Reordenando

$$\begin{aligned} F_{\text{vástago}} &= F_{\text{gas}} - F_{\text{atm}} + F_{\text{fric}} \\ &= PA - P_{\text{atm}}A + F_{\text{fric}} = (P - P_{\text{atm}})A + F_{\text{fric}} \end{aligned}$$

Las tres fuerzas de la derecha son constantes y el émbolo se desplaza una distancia $\Delta s = -\Delta V/A_{\text{émb}}$. Así, multiplicando cada término del balance de fuerzas por la distancia Δs e integrando se obtiene

$$W_{\text{vástago}} = (P_{\text{atm}} - P)\Delta V_{\text{gas}} + F_{\text{fric}}\Delta s$$

Al sustituir los valores se obtiene el trabajo suministrado por el vástago.

$$\begin{aligned} W_{\text{vástago}} &= (0,10 - 0,50)(400 - 1.000) \text{ MPa} \cdot \text{cm}^3 \times \frac{10^6 \text{ N}}{\text{MPa}} \times \frac{1 \text{ m}^3}{10^6 \text{ cm}^3} \\ &\quad + \frac{200(1.000 - 400) \text{ N} \cdot \text{cm}^3}{100 \text{ cm}^2} \times \frac{1 \text{ m}}{100 \text{ cm}} \\ &= (-60 + 300 + 12) \text{ N} \cdot \text{m} = 252 \text{ N} \cdot \text{m} \end{aligned}$$

El trabajo comunicado al gas es 300 N·m, el trabajo extraído de la atmósfera es -60 N·m y el trabajo de fricción es 12 N·m.

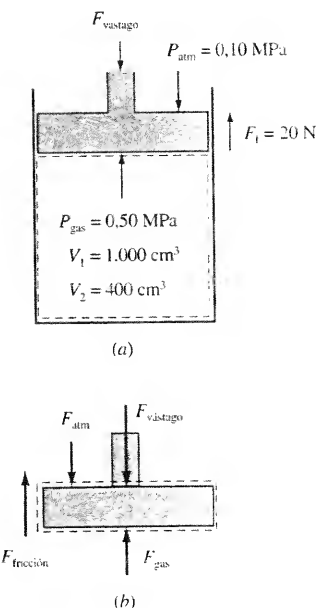


Figura 2.24. Esquema y datos del Ejemplo 2.10.



Téngase en cuenta que la presencia de la fricción siempre disminuye las actuaciones.

Comentarios. (1) El émbolo suministra un trabajo de $252 \text{ N} \cdot \text{m}$, que es positivo por tratarse de un proceso de compresión.

(2) Sin fricción serían necesarios sólo $240 \text{ N} \cdot \text{m}$ de trabajo de émbolo para comprimir el gas. Téngase en cuenta cómo ayuda el trabajo de la atmósfera a reducir el trabajo necesario de la fuente externa.

2.7. TRABAJO DE UN MUELLE ELÁSTICO

Para cambiar la longitud de un muelle mediante tracción o compresión es necesario ejercer una fuerza F que produzca un desplazamiento x . En la Figura 2.25a se muestra un material sometido a tracción que ha experimentado un **desplazamiento** $x = L - L_0$ debido a una fuerza F . En un material elástico la fuerza está relacionada linealmente con el desplazamiento del material mediante la ley de Hooke

$$F_{\text{ext}} = kx = k(L - L_0) \quad [2.49]$$

donde k es la **constante del muelle**, L_0 es la longitud **natural** del muelle y el desplazamiento x es la diferencia entre la longitud natural L_0 y la longitud real L . En la Figura 2.25b se muestra la relación lineal fuerza-desplazamiento para dos muelles, marcados con A y B, que tienen arbitrariamente el mismo valor de L_0 . Puesto que las pendientes de las dos líneas son diferentes, los dos muelles tienen distintos valores de k . Téngase en cuenta que F tiene un valor negativo cuando la longitud real es menor que la longitud natural. El **trabajo del muelle** W_{muelle} asociado con la tracción o compresión del muelle es entonces, según la Ecuación [2.1],

$$W_{\text{muelle}} = \int \vec{F}_{\text{ext}} \cdot d\vec{s} = \int F dx = \int_1^2 k(L - L_0)d(L - L_0)$$

Integrando

$$W_{\text{muelle}} = \frac{k}{2} [(L_2 - L_0)^2 - (L_1 - L_0)^2] = \frac{k}{2} (x_2^2 - x_1^2) \quad [2.50]$$

donde $x_2 = L_2 - L_0$ y $x_1 = L_1 - L_0$. En la Figura 2.25b se representa mediante un área el trabajo dado por la Ecuación [2.50]. Para el material A de la figura se produce un alargamiento de la longitud L_1 a la longitud L_2 . El área rayada bajo la línea A es una medida del trabajo realizado sobre el material por una fuerza externa. Análogamente, el material B se comprime desde su longitud natural L_0

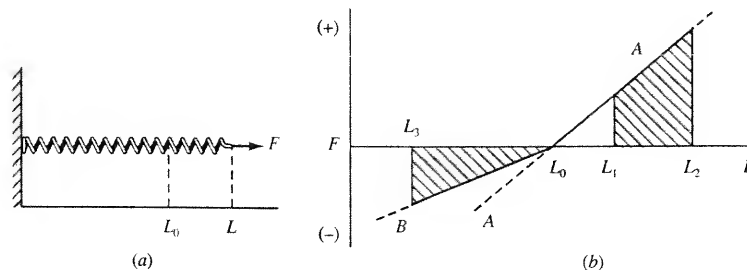


Figura 2.25. (a) Un muelle bajo tensión estirado de L_0 a L ; (b) la relación fuerza-desplazamiento para dos materiales elásticos.

hasta una longitud final más pequeña L_3 . El trabajo suministrado al sistema en este caso se representa mediante el área rayada sobre la línea B de la Figura 2.25b. En ambos casos la solución numérica de la Ecuación [2.50] es positiva, indicando que es necesario suministrar trabajo. Sin embargo, si el material A pasa de la longitud L_2 a L_1 o el material B aumenta su longitud de L_3 a L_0 , el sistema realiza trabajo y la Ecuación [2.50] indica que el trabajo sale del sistema en ambos casos.



Téngase en cuenta que el signo de F depende de si $L < L_0$ o $L > L_0$.

EJEMPLO 2.11

Un muelle elástico se desplaza desde un estado comprimido en el que $F_1 = -100 \text{ N}$ y $L_1 = 0,40 \text{ m}$ a un estado final en el que $F_2 = -500 \text{ N}$ y $L_2 = 0,20 \text{ m}$. Determinese (a) la longitud natural en metros, (b) la constante del muelle en N/m , y (c) el trabajo en el proceso, en newton · metro.

Solución

Datos. Se conocen las fuerzas y las longitudes iniciales y finales de un muelle elástico comprimido, como se muestra en la Figura 2.26.

Incógnitas. (a) L_0 en m, (b) k en N/m , y (c) W en $\text{N} \cdot \text{m}$.

Modelo. Es válida la ley de Hooke; las fuerzas son de compresión.

Metodología. Utilizar la ley de Hooke para determinar k y L_0 . Evaluar después el trabajo del muelle.

Análisis. (a) Para un material elástico, la relación fuerza-desplazamiento viene dada por la Ecuación [2.50], $F = k(L - L_0)$. Utilizando los dos conjuntos de datos del sistema se obtiene

$$-100 \text{ N} = k(0,40 \text{ m} - L_0) \quad \text{y} \quad -500 \text{ N} = k(0,20 \text{ m} - L_0)$$

Si se divide la primera ecuación por la segunda, entonces

$$0,20 = \frac{0,40 \text{ m} - L_0}{0,20 \text{ m} - L_0} \quad \text{o} \quad L_0 = 0,45 \text{ m}$$

(b) Cuando se sustituye el valor de L_0 en la primera ecuación fuerza-desplazamiento, entonces

$$k = \frac{-100 \text{ N}}{(0,40 - 0,45) \text{ m}} = 2.000 \text{ N/m}$$

(c) El trabajo de compresión viene dado por la Ecuación [2.50]. Al sustituir estos valores se obtiene

$$\begin{aligned} W_{\text{muelle}} &= \frac{k}{2} [(L_2 - L_0)^2 - (L_1 - L_0)^2] \\ &= \frac{2.000 \text{ N/m}}{2} [(0,20 - 0,45)^2 - (0,40 - 0,45)^2] \text{ m}^2 = 60 \text{ N} \cdot \text{m} \end{aligned}$$

Por tanto, el trabajo necesario es 60 J .

Comentario. El hecho de que F sea negativa indica que L_0 es mayor que L_1 y L_2 . Por tanto, el muelle se encuentra comprimido. Puesto que la longitud del muelle disminuye, esto es, $L_2 < L_1$, el trabajo se comunica al sistema y es, por tanto, positivo.

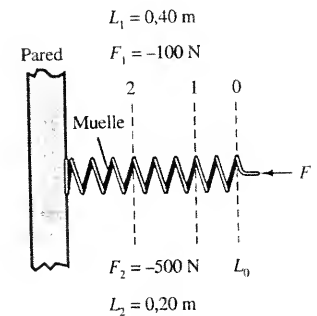


Figura 2.26. Esquema y datos del Ejemplo 2.11.

2.8. OTRAS FORMAS DE TRABAJO CUASISTÁTICO

Hay muchas otras formas de trabajo cuasistático. En este apartado se presenta un breve resumen.

2.8.1. ALARGAMIENTO DE UNA BARRA SÓLIDA

Además de muelles e hilos se pueden estirar o comprimir materiales sólidos con otras configuraciones. Suele ser conveniente expresar el trabajo realizado sobre estos sólidos en función del esfuerzo σ y de la deformación ε asociada con el proceso. El esfuerzo viene dado por $\sigma = F/A_0$, donde A_0 es la sección transversal del material sin deformar. La deformación viene dada por $d\varepsilon = dx/L_0$, donde L_0 es la longitud sin deformar. Considérese la barra sólida bajo tensión que se muestra en la Figura 2.27. Para un cambio diferencial de longitud, el trabajo δW_{elas} es

$$\delta W_{\text{elas}} = Fdx = (\sigma A_0)L_0 d\varepsilon = V_0 \sigma d\varepsilon \quad [2.51]$$

donde, de consideraciones geométricas, el volumen es $V_0 = A_0 L_0$. Esta ecuación para una barra elástica es equivalente a $\delta W = -PdV$ para un gas.

2.8.2. TRABAJO DE TORSIÓN

El concepto de trabajo en eje se evalúa en el Apartado 2.1.4 en función de un par externo τ transmitido por un eje rotatorio. El trabajo en eje se suele considerar un modo de trabajo no causistático, puesto que la rotación del eje y el par externo no pueden relacionarse directamente con propiedades del sistema. Este es el caso en que el eje se conecta a una rueda de paletas dentro del sistema. Sin embargo, en otras condiciones el trabajo realizado por el giro de un eje podría asimilarse a un proceso en cuasiequilibrio. Considérese el sistema que consiste en una barra cilíndrica sujeta por un extremo y sometida a un momento torsor por el otro extremo. En esta nueva situación el trabajo de torsión realizado por el par externo τ que actúa durante el desplazamiento angular diferencial $d\theta$ viene dado por

$$\delta W_{\text{torsión}} = \tau d\theta \quad [2.52]$$

Esta ecuación es válida también para W_{eje} , pero las circunstancias son diferentes. Una clave a la hora de decidir si una interacción trabajo puede modelarse como cuasistática o no es si la fuerza externa aplicada puede relacionarse o no con propiedades intensivas del sistema. En el caso del trabajo de torsión, el par aplicado puede relacionarse directamente con el esfuerzo cortante de torsión (una propiedad intensiva) en la barra y el desplazamiento angular es una propiedad extensiva del sistema. Así, es el sistema y no el modo de trabajo el que determina si es posible un proceso cuasistático.

2.8.3. TRABAJO DE UNA CARGA ELÉCTRICA

En el Apartado 2.1.5 se analiza el trabajo necesario para desplazar una carga eléctrica a través de la frontera de un sistema en presencia de un potencial eléctrico. El suministro de energía a una resistencia, por ejemplo, viene dado por

$\delta W = V\delta Q_c$. Como en el trabajo de la rueda de paletas, el trabajo de una resistencia eléctrica no es una forma cuasistática. Sin embargo, en el análisis de pilas químicas, baterías y condensadores, la diferencia de potencial es una propiedad intensiva del sistema. En estas condiciones, el trabajo eléctrico en equilibrio realizado sobre el sistema es

$$\delta W_{\text{elec}} = \xi dQ_c \quad [2.53]$$

donde dQ_c es la carga eléctrica transportada bajo el potencial eléctrico ξ . En pilas electroquímicas ξ se denomina fuerza electromotriz (fem), que es el potencial máximo de la pila. La magnitud Q_c es una propiedad extensiva del sistema. El esquema de una pila química (electrolítica) se muestra en la Figura 2.28.

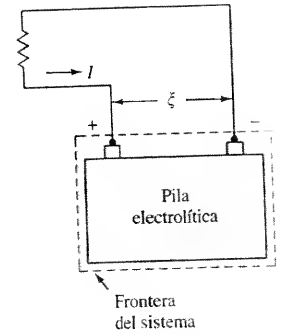


Figura 2.28. Ilustración del trabajo electroquímico.

2.8.4. TRABAJO AL CAMBIAR EL ÁREA DE UNA SUPERFICIE

Es necesario aportar trabajo en el proceso de estirar una goma o una lámina de material plástico, al inflar un globo y al formar burbujas de vapor o gotas de líquido. Todos estos procesos requieren un cambio en el área de la superficie del material. En la Figura 2.29 se muestra el alargamiento de una película delgada. La propiedad intrínseca *tensión superficial* γ es la medida de la fuerza por unidad de longitud para mantener una superficie con un área determinada. La variación de energía de la superficie para un cambio de área diferencial es una medida del trabajo *superficial* necesario y viene dada por

$$\delta W_{\text{sup}} = \gamma dA_{\text{superficie}} \quad [2.54]$$

La tensión superficial, dada en dimensiones de fuerza por unidad de longitud, o bien de energía por unidad de longitud al cuadrado, es una propiedad intensiva del sistema. Los valores típicos de γ para burbujas y gotas están alrededor de $5 \times 10^{-2} \text{ N/m}$ o $3 \times 10^{-3} \text{ lb}_f/\text{ft}$.

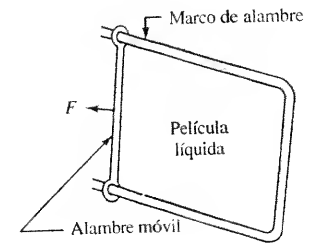


Figura 2.29. Ilustración del trabajo de superficie sobre una película.

2.8.5. TRABAJO DE POLARIZACIÓN Y MAGNETIZACIÓN

Si se tiene una sustancia dentro de un campo eléctrico o magnético, se realiza trabajo sobre ella cuando se altera el campo. Para un material dieléctrico que se encuentra en un campo eléctrico uniforme, el trabajo suministrado externamente para aumentar la polarización del dieléctrico es

$$\delta W_{\text{polar}} = V \vec{E} \cdot d\vec{P} \quad [2.55]$$

donde V es el volumen, \vec{E} es la intensidad del campo eléctrico y \vec{P} es la polarización o momento dipolar eléctrico por unidad de volumen del dieléctrico. Una ecuación análoga para el trabajo realizado al aumentar la magnetización de una sustancia debido a un cambio en el campo magnético uniforme viene dada por

$$\delta W_{\text{magnet}} = V \mu_0 \vec{H} \cdot d\vec{M} \quad [2.56]$$

donde \vec{H} es la intensidad del campo magnético, \vec{M} es la magnetización por unidad de volumen, μ_0 es la permeabilidad del espacio libre y V es el volumen.

2.8.6. RESUMEN DE LOS TRABAJOS
CUASISTÁTICOS GENERALIZADOS

La ecuación del trabajo mecánico dada por la Ecuación [2.1] tiene la forma

δW = F_{ext} · dŝ [2.1]

Todas las interacciones trabajo cuasiestático estudiadas anteriormente en este capítulo pueden expresarse de forma similar como producto de una fuerza generalizada F_{k,eq} por la variación del desplazamiento generalizado dX_k, aunque los factores en una expresión de trabajo dada no tienen por qué ser fuerzas físicas y desplazamientos. El subíndice k se refiere simplemente al k-ésimo tipo de modo de trabajo. Como resultado, la forma general para cualquier interacción de trabajo cuasiestático viene dada por

δW_k = F_k · dX_k [2.57]

El factor F_{k,eq} es una propiedad intensiva, mientras X_k es una propiedad extensiva del sistema.

La Tabla 2.1 es un resumen de las interacciones trabajo cuasiestático previamente estudiadas en función de los factores intensivos y extensivos, así como de las expresiones diferenciales globales. La similitud entre estas expresiones se ve claramente. La tabla resalta el hecho de que la mayoría de las fuerzas generalizadas no tienen dimensiones de fuerza ni los desplazamientos generalizados tienen dimensiones de longitud. Sin embargo, el producto de las dimensiones de cualquier par correspondiente de fuerza y desplazamiento generalizados tiene dimensiones de energía.

Las interacciones de trabajo cuasiestático tienen las siguientes características:

- 1. El valor de F_{k,eq} depende sólo del estado del sistema y es independiente de las direcciones de cambio de X_k. La variación de X_k puede ser positiva o negativa.
- 2. Teóricamente se puede devolver un sistema a su estado inicial después de una interacción de trabajo cuasiestático, simplemente invirtiendo el sentido del proceso original. Como resultado, las interacciones trabajo cuasiestático se denominan con frecuencia modos de trabajo posiblemente reversibles.
- 3. El valor de F_{k,eq} permanece finito cuando dX_k tiende a cero. En cada estado de equilibrio F_k tiene un valor fijo y finito.

Tabla 2.1. Ejemplos de interacciones trabajo cuasiestático

Tipo de trabajo	Fuerza generalizada F _k	Desplazamiento generalizado X _k	Ecuaciones del trabajo
Compresión/expansión	P	-V	-PdV
Muelle	kx	x(= L - L ₀)	kdx
Deformación de un sólido	σ	ε	V ₀ σdε
Condensador o pila química	ξ	Q _c	ξdQ _c
Superficie	γ	A	γdA
Torsión	τ	θ	τ dθ
Polarización eléctrica	E	P	V E · dP
Polarización magnética	H	M	Vμ ₀ H · dM



Adviértase que todas las formas de trabajo cuasiestático tienen la misma forma matemática.

Considérese, por ejemplo, el trabajo de compresión/expansión realizado por un dispositivo cilindro-émbolo. Para un estado de equilibrio inicial dado, con una presión P, el valor de P es el mismo en la expresión -PdV tanto si V aumenta como si disminuye. Después de un aumento diferencial de V, se puede devolver el sistema a su estado inicial invirtiendo el sentido del movimiento del émbolo. Si para un cambio de estado finito o diferencial el valor de P permanece finito y bien definido a lo largo del proceso, entonces es cuasiestático.

Existen importantes interacciones trabajo denominadas interacciones trabajo no cuasiestático o en no cuasiequilibrio. Las interacciones trabajo no cuasiestático tienen varias características que las diferencian de las interacciones en cuasiequilibrio:

- 1. La fuerza F depende de la velocidad de cambio de estado.
- 2. La interacción trabajo es unidireccional y el efecto no se puede deshacer intentando invertir el proceso original. Como resultado, las interacciones trabajo no cuasiestáticas se denominan con frecuencia modos de trabajo irreversibles (no reversibles).
- 3. La fuerza F tiende a cero cuando la velocidad de cambio de estado tiende a cero. En consecuencia, el trabajo tiende a cero para un cambio de estado diferencial.

Entre los ejemplos típicos se incluye el trabajo de la rueda de paletas y el trabajo de una resistencia eléctrica.

Muchos sistemas de ingeniería se diseñan con la intención de sacar provecho de las interacciones trabajo unidireccionales. Las mezcladoras mecánicas de las plantas de tratamiento de aguas residuales y de la industria química son un ejemplo del uso práctico del trabajo de rueda de paletas. Se utilizan mucho las resistencias eléctricas en las calefacciones domésticas, de oficinas e industriales. Mediante ambas interacciones trabajo, cuasiestáticas y no cuasiestáticas, se puede transferir energía a través de la frontera del sistema. La diferencia se hace notable cuando se intenta evaluar el trabajo en función de las propiedades del sistema. En los análisis energéticos que siguen, los dos tipos de interacciones juegan un papel importante.



Adviértanse las diferencias entre los modos de trabajo cuasiestáticos (reversibles) y no cuasiestáticos (no reversibles).

2.9. RESUMEN

El trabajo mecánico se define como el producto escalar de una fuerza por un desplazamiento, es decir, δW = F · dŝ. A partir de esta definición y de la segunda ley de Newton, se obtienen la variación de energía cinética lineal y la variación de energía potencial gravitatoria en función del trabajo realizado. La potencia W es la velocidad a la que se transfiere energía mediante trabajo a través de las fronteras del sistema y la potencia mecánica es el producto escalar de una fuerza por su velocidad en la frontera del sistema. Durante un proceso adiabático sólo se producen interacciones trabajo. El concepto de trabajo unido a los resultados experimentales conduce a la primera ley de la termodinámica:

Cuando un sistema cerrado se altera adiabáticamente, el trabajo total asociado con el cambio de estado es el mismo para todos los procesos posibles entre dos estados de equilibrio.

La consecuencia principal de esta ley es la definición operacional de la variación de energía total de un sistema cerrado, es decir,

E₂ - E₁ = ΔE ≡ W_{ad}

donde W_{ad} es el trabajo realizado en un proceso adiabático.

La energía puede transportarse a través de las fronteras de un sistema cerrado mediante dos mecanismos —trabajo W y calor Q . El calor se define como la transferencia de energía a través de las fronteras de un sistema debido a una diferencia de temperaturas. El flujo de calor se representa mediante \dot{Q} y $\delta Q = \dot{Q}dt$. Generalizando más, para procesos no adiabáticos en los que se transfiere el calor Q

$$\Delta E = Q + W$$

Para un proceso cíclico

$$\oint dE = 0 \quad \text{y} \quad \oint \delta Q + \oint \delta W = 0$$

Otra relación importante para un sistema cerrado es

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q}_{net} + \dot{W}_{net}$$

La energía total E consta de dos formas, intrínseca y extrínseca. La forma intrínseca principal es la energía interna U . Las principales formas extrínsecas son la energía potencial gravitatoria mgz y la energía cinética lineal $mV^2/2$. Así, si en un problema son éstas las únicas formas importantes de energía, la energía total es

$$E = U + \frac{mV^2}{2} + mgz$$

Por tanto, la ecuación de conservación de la energía para un sistema cerrado resulta

$$\Delta E = \Delta U + m\Delta\left(\frac{V^2}{2}\right) + mg\Delta z = Q + W$$

La expresión de esta ecuación referida al tiempo es

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt}\left(U + \frac{mV^2}{2} + mgz\right) = \dot{Q} + \dot{W}$$

Un proceso en *cuasiequilibrio* (o cuasiestático) es una serie de etapas de equilibrio. Una forma importante de trabajo cuasiestático es el trabajo de compresión/expansión.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 2.1G. ¿Bajo qué condiciones el trabajo necesario para acelerar un sistema es una función del proceso o del camino?
- 2.2G. Frecuentemente se lee o se escucha la afirmación «el calor almacenado en la sustancia». ¿Por qué se trata de una afirmación termodinámicamente incorrecta?
- 2.3G. ¿Cuáles son los dos métodos físicos para diseñar un sistema adiabático?
- 2.4G. Explíquese por qué las interacciones trabajo suelen ser funciones del proceso o del camino y por qué el trabajo de aceleración sin fricción no es función del camino.

- 2.5G. Explíquese, utilizando las líneas del proceso en un diagrama PV , por qué el trabajo en la frontera es una función del camino.
- 2.6G. Represéntese en un diagrama PV el trabajo neto de expansión si sobre el émbolo actúa una fuerza de fricción y la presión atmosférica.
- 2.7G. Explíquese por qué el trabajo suministrado a una frontera móvil será menor si se realiza en cuasiequilibrio.

ENERGÍA CINÉTICA, ENERGÍA POTENCIAL Y TRABAJO

- 2.1. Inicialmente un trozo de plomo de 1 kg se mueve horizontalmente a una velocidad de 5 m/s, siendo $g = 9,80 \text{ m/s}^2$. Determinése (a) la variación de velocidad para un cambio de energía cinética de $10 \text{ N} \cdot \text{m}$, y (b) la variación de altura para un cambio de energía potencial de $10 \text{ N} \cdot \text{m}$.
- 2.2. Inicialmente un ciclista con su bicicleta, con una masa total de 100 kg, se mueven horizontalmente a una velocidad de 50 m/s y a una altura de 600 m por encima del nivel de mar, donde $g = 9,75 \text{ m/s}^2$. Determinése (a) la velocidad final para una cambio de energía cinética de 500 kJ, y (b) la altura final si la energía potencial disminuye 500 kJ.
- 2.3I. Un trozo de hierro de 2 lb_m se mueve con una velocidad inicial de 10 ft/s en un lugar en el que la gravedad g es la estándar. Determinése (a) la variación de velocidad para un cambio de energía cinética de $10 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$, y (b) la variación de energía potencial en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$ para un aumento de altura de 10 ft.
- 2.4I. Inicialmente un coche deportivo de 2.000 lb_m se mueve horizontalmente a una velocidad de 100 ft/s a una altura de 2.000 ft por encima del nivel del valle, donde $g = 32,0 \text{ ft/s}^2$. Determinése (a) la velocidad final para un aumento de energía cinética de $180.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$, y (b) la altura final para una disminución de energía potencial de $180.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$.
- 2.5. La aceleración de la gravedad por encima del nivel del mar viene dada por $g = 9,807 - 3,32 \times 10^{-6}z$, donde g está en m/s^2 y z en metros. Un satélite de 240 kg de masa se propulsa hasta una altura de 400 km por encima de la superficie de la Tierra. Calcúlese el trabajo necesario en kJ.
- 2.6. Para acelerar un pequeño cohete desde el reposo hasta una velocidad de 200 m/s se realiza un trabajo de 200 kilojulios.
 - (a) Determinése la masa del cuerpo en kg.
 - (b) Si se suministra al cuerpo un trabajo adicional de 80 kJ, determinése su nueva velocidad en m/s.
- 2.7I. Para mover un pequeño cohete desde el reposo hasta una velocidad de 300 ft/s se necesita una cantidad de trabajo de $160.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$.
 - (a) Determinése la masa del cohete en lb_m .
 - (b) Si se suministra al cohete un trabajo adicional de $60.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$, determinése la nueva velocidad en ft/s.
- 2.8. Un objeto de metal de 10 kg cae libremente desde una altura de 100 m con una velocidad inicial de 30 m/s. Si $g = 9,75 \text{ m/s}^2$, determinése la velocidad del objeto justo antes de que golpee el suelo, despreciando la resistencia aerodinámica.
- 2.9. Una bala de 30 g de masa sale de una pistola que apunta verticalmente a 100 m/s desde el nivel del suelo. Si la resistencia del aire es despreciable y $g = 9,7 \text{ m/s}^2$, calcúlese la altura, en metros, donde la velocidad alcanza el valor cero.

- 2.10. Un trozo de acero de 10 kg cuya velocidad inicial es de 90 m/s (*a*) se eleva 100 m y se acelera hasta 120 m/s, y (*b*) se decelera hasta 60 m/s y se eleva 180 m. Determinése el trabajo neto que se suministra o que se obtiene en kilojulios para los cambios de energía dados si $g = 9,70 \text{ m/s}^2$.
- 2.11. Calcúlese, en kilojulios, el trabajo neto suministrado u obtenido a/de un proyectil de 100 kg a una altura de 40 m con una velocidad inicial de 60 m/s que (*a*) se eleva hasta 90 m y se decelera hasta 20 m/s, y (*b*) descende hasta 10 m y se acelera hasta 80 m/s. La g local es $9,80 \text{ m/s}^2$.
- 2.12i. Calcúlese en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$ el trabajo neto suministrado u obtenido para una masa de 150 lb_m a una altura de 200 ft con una velocidad inicial de 150 ft/s que (*a*) se eleva hasta 340 ft y se decelera hasta 60 ft/s, y (*b*) descien- de hasta 80 ft y se acelera hasta 220 ft/s. La g local es $32,0 \text{ ft/s}^2$.

TRABAJO EN EJE Y TRABAJO ELÉCTRICO

- 2.13. A un eje rotatorio a 2.000 rev/min se le aplica un par de $150 \text{ N} \cdot \text{m}$. (*a*) Calcúlese la potencia transmitida en kilovatios. (*b*) En una resisten- cia se aplica un potencial de 115 V de modo que a través de ella pasa una corriente de 9 A durante un período de 5 min. Calcúlese el trabajo eléc- trico en kilojulios y la potencia instantánea en kilovatios.
- 2.14. Un eje proporciona 60 kW cuando el par es $120 \text{ N} \cdot \text{m}$. (*a*) Calcúlese la velocidad angular del eje en rev/min. (*b*) Se utiliza una batería de 12 V para hacer pasar una corriente de 4 A a través de una resistencia externa durante un período de 15 s. Calcúlese el trabajo eléctrico en kilojulios y la potencia instantánea en kilovatios.
- 2.15i. En las siguientes circunstancias existe trabajo de rueda de paletas y tra- bajo de una resistencia eléctrica. (*a*) Un eje rotatorio a 2.000 rev/min desarrolla un par de $150 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$. Determinése la potencia transmitida en hp. (*b*) Por una resistencia pasa una corriente de 8 A durante 4 min debido a un potencial aplicado de 110 V. Calcúlese el trabajo eléctrico en Btu y la potencia instantánea en kilovatios.
- 2.16i. Un eje proporciona 40 hp cuando el par es $120 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$. (*a*) Calcúlese la velocidad angular del eje en rev/min. (*b*) Se utiliza una batería de 12 V para hacer pasar una corriente de 3,5 A a través de una resistencia exter- na durante un período de 24 s. Calcúlese el trabajo eléctrico en Btu y la potencia instantánea en vatios.
- 2.17. Un depósito de líquido contiene una rueda de paletas y una resistencia eléctrica. La rueda de paletas está accionada mediante un par de $9,0 \text{ N} \cdot \text{m}$ y la velocidad del eje es 200 rpm. Simultáneamente, desde una fuente de 12,0 V se suministra una corriente de 6,0 A a la resistencia. Calcúlese la potencia total suministrada al sistema en vatios.
- 2.18. Una sustancia recibe energía en forma de trabajo de rueda de paletas y eléctrico. Al eje se le aplica un par de $4,0 \text{ N} \cdot \text{m}$ durante 300 revolucio- nes. A la resistencia eléctrica se le suministra durante un período Δt una corriente de 7,0 A desde una fuente de 12,0 V. Si el trabajo total sumi- nistrado es 22,0 kJ, calcúlese el valor de Δt es minutos.
- 2.19. Se realiza trabajo de rueda de paletas aplicando un par de $7,5 \text{ N} \cdot \text{m}$ a una velocidad de giro de 200 rpm durante 2 min. También se realiza trabajo eléctrico debido a una corriente de intensidad I suministrada desde una fuente a 6,0 V durante 4 min. Si el trabajo total es 26 kJ, determinése la intensidad constante suministrada, en amperios.

- 2.20. Por un motor eléctrico pasa una corriente de 8 A de una fuente de 110 V. El eje de salida desarrolla un par de $9,4 \text{ N} \cdot \text{m}$ a una velocidad de rotación de 800 rpm. Determinése (*a*) la potencia neta de entrada al motor en kilo- vatios, y (*b*) la cantidad de energía extraída del motor mediante el eje, en $\text{kW} \cdot \text{h}$, durante un funcionamiento de 1,5 h.
- 2.21i. Por un motor eléctrico pasa una corriente de 7 A de una fuente de 120 V. El eje de salida desarrolla un par de $11 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$ a una velocidad de rotación de 500 rev/min. Determinése (*a*) la potencia neta de entrada al motor en hp, y (*b*) la cantidad de energía extraída del motor mediante el eje en Btu durante un funcionamiento de 30 min.

ANÁLISIS GENERAL DE LA PRIMERA LEY

- 2.22. Para cada uno de los siguientes casos correspondientes a procesos de sistemas cerrados, complétense los datos que faltan.

	<i>Q</i>	<i>W</i>	<i>E</i> ₁	<i>E</i> ₂	ΔE		<i>Q</i>	<i>W</i>	<i>E</i> ₁	<i>E</i> ₂	ΔE
(<i>a</i>)	24	-15		-8		(<i>d</i>)	16		27		12
(<i>b</i>)	-8			62	-18	(<i>e</i>)	-9	15	29		
(<i>c</i>)		17	-14		20	(<i>f</i>)		-10		6	-10

- 2.23. Un sistema cerrado experimenta un ciclo compuesto por los procesos *a*, *b* y *c*. Los datos del ciclo se muestran a continuación. Calcúlese los datos que faltan para los tres procesos.

	<i>Q</i>	<i>W</i>	ΔE	<i>E</i> _i	<i>E</i> _f
(<i>a</i>)	4	-7		3	
(<i>b</i>)	1		6		
(<i>c</i>)	0				

- 2.24. Un sistema cerrado experimenta un ciclo compuesto por los procesos *a*, *b* y *c*. Los datos del ciclo se encuentran en la tabla siguiente. Calcúlese los datos que faltan.

	<i>Q</i>	<i>W</i>	<i>E</i> _i	<i>E</i> _f	ΔE
(<i>a</i>)	7	-4		6	
(<i>b</i>)		8			3
(<i>c</i>)	4				

- 2.25. Un sistema cerrado experimenta un ciclo compuesto por los procesos *a*, *b* y *c*. Los datos del ciclo se muestran a continuación. Calcúlese los datos que faltan para los tres procesos.

	Q	W	E_i	E_f	ΔE
(a)	-3		4		-2
(b)	4			5	
(c)		6			

- 2.26. Por un motor de corriente continua pasa una corriente de 50 A a 24 V. El par aplicado al eje es 6,8 N·m a 1.500 rev/min. Determinése en kJ/h el flujo de calor que entra o sale del motor en régimen estacionario.
- 2.27. Una batería de 12 V proporciona una corriente de 10 A durante 0,20 h. Calcúlese el calor transferido, en kilojulios, si la energía de la batería disminuye en 94 kJ.
- 2.28. Una batería de 12 V se carga suministrando una corriente de 5 A durante 40 min. Durante el período de carga la batería pierde un calor de 27 kJ. Calcúlese la variación de energía almacenada en la batería en kilojulios.
- 2.29. Un convertidor de energía experimental tiene un flujo de calor de entrada de 75.000 kJ/h y una potencia de entrada en eje de 3,0 kW. El convertidor produce energía eléctrica de 2.000 kJ. Calcúlese la variación de energía del convertidor en kilojulios, después de 4,0 min.
- 2.30. Por un motor de corriente continua pasa una corriente de 60 A a 24 V. El flujo de calor cedido por el motor en régimen estacionario es 390 kJ/h. Determinése el par producido en el eje de salida, en N·m, siendo la velocidad del eje de 1.200 rev/min.
- 2.31I. Una batería de 12 V proporciona una corriente de 10 A durante 0,22 h. Calcúlese el calor transferido en Btu si la energía de la batería disminuye en 98 Btu.
- 2.32I. Una batería de 12 V se carga suministrando una corriente de 5 A durante 40 min. Durante el período de carga la batería pierde un calor de 26 Btu. Calcúlese la variación de energía almacenada en la batería en Btu.
- 2.33I. Un convertidor de energía experimental tiene un flujo de calor de entrada de 80.000 Btu/h y una potencia de entrada en eje de 2,2 hp. El convertidor produce una potencia eléctrica de 18 kW. Calcúlese la variación de energía del convertidor en Btu, después de un período de 4,0 min.
- 2.34. Un recipiente rígido contiene nitrógeno gaseoso del que se extrae un flujo de calor constante de 80 W. Al mismo tiempo se transfiere trabajo mediante una rueda de paletas a una velocidad dada por $\dot{W} = 16t$, donde \dot{W} está en vatios y t en minutos. Determinése (a) la velocidad de variación de la energía del gas con $t = 10$ min, en vatios, y (b) la variación neta de energía después de 20 min en kilojulios.
- 2.35. Sobre una sustancia contenida en un depósito rígido se realiza trabajo de rueda de paletas, suministrándose 200 W. Simultáneamente se extrae un flujo de calor dado por $\dot{Q} = -6t$, donde \dot{Q} está en vatios y t en minutos. Calcúlese (a) la velocidad de variación de energía de la sustancia después de 12 min, en vatios, y (b) la variación neta de energía después de 25 min en kilojulios.
- 2.36I. Un recipiente rígido contiene argón gaseoso del que se extrae un flujo de calor constante de 5 Btu/min. La única interacción trabajo es la que

se realiza mediante una resistencia eléctrica a una velocidad dada por $\dot{W} = 900t$, donde \dot{W} está en ft·lb_f/min y t está en minutos. Determinése (a) la variación instantánea de la energía del gas en $t = 8$ min, en Btu/min, y (b) la variación neta de energía después de 15 min, en Btu.

TRABAJO DE EXPANSIÓN Y COMPRESIÓN

- 2.37. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas que experimenta una serie de procesos cuasiestáticos que conforman un ciclo. Los procesos son como sigue: 1-2, compresión adiabática; 2-3, presión constante; 3-4, expansión adiabática; 4-1, volumen constante. En la Tabla P2.37 se muestran los datos al comienzo y al final de cada proceso. Representése esquemáticamente el ciclo en el diagrama PV y determinése las interacciones trabajo y calor en kilojulios para cada uno de los cuatro procesos.

Tabla P2.37

Estado	P , bar	V , cm ³	T , °C	U , kJ
1	0,95	5.700	20	1,47
2	23,9	570	465	3,67
3	23,9	1.710	1.940	11,02
4	4,45	5.700	1.095	6,79

- 2.38. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas que experimenta una serie de procesos cuasiestáticos que conforman un ciclo. Los procesos son como sigue: 1-2, expansión a presión constante; 2-3, expansión adiabática; 3-4, volumen constante; 4-1, compresión adiabática. En la Tabla P2.38 se muestran los datos al comienzo y al final de cada proceso. Representése esquemáticamente el ciclo en el diagrama PV y determinése las interacciones trabajo y calor en kilojulios para cada uno de los cuatro procesos.

Tabla P2.38

Estado	P , kPa	V , cm ³	T , K	U , kJ
1	950	125	650	0,305
2	950	250	1.300	0,659
3	390	500	1.060	0,522
4	110	500	300	0,137

- 2.39. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas que experimenta una serie de procesos cuasiestáticos que conforman un ciclo. Los procesos son como sigue: 1-2, compresión adiabática; 2-3, expansión a presión constante; 3-4, expansión adiabática; 4-1, volumen constante. En la Tabla P2.39 se muestran los datos al comienzo y al final de cada proceso. Representése esquemáticamente el ciclo en el diagrama PV y determinése las interacciones trabajo y calor en kilojulios para cada uno de los cuatro procesos.

Tabla P2.39

Estado	P, bar	V, litros	T, °C	U, kJ
1	1,05	3,0	27	0,78
2	9,83	0,6	290	1,48
3	9,83	1,2	853	3,14
4	2,75	3,0	515	1,35

2.40I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas que experimenta una serie de procesos cuasiestáticos que conforman un ciclo. Los procesos son como sigue: 1-2, compresión adiabática; 2-3, presión constante; 3-4, expansión adiabática; 4-1, volumen constante. En la Tabla P2.40 se muestran los datos al comienzo y al final de cada proceso. Representése esquemáticamente el ciclo en el diagrama *PV* y determinéense las interacciones trabajo y calor en Btu para cada uno de los cuatro procesos.

Tabla P2.40

Estado	P, psia	V, ft ³	T, °R	U, Btu
1	16	0,100	540	0,736
2	140	0,025	1.180	1,635
3	140	0,050	2.360	3,540
4	58	0,100	1.950	2,860

2.41. Un dispositivo cilindro-émbolo lleno con 30 g de un gas está equipado con una rueda de paletas accionada por un motor externo. Las paredes del cilindro están bien aisladas y la fricción entre el émbolo y el cilindro es despreciable. Inicialmente el gas se encuentra en el estado 1 (véase tabla). Se acciona la rueda de paletas y se permite que el émbolo se desplace para mantener la presión constante. Cuando la rueda de paletas se para, el sistema se encuentra en el estado 2. Determinése el trabajo comunicado, en julios, por el eje de la rueda de paletas. Véase la Tabla P2.41.

Tabla P2.41

Estado	P, bar	v, cm ³ /g	u, kJ/kg
1	15	7,11	22,75
2	15	19,16	97,63

2.42. Un dispositivo cilindro-émbolo que contiene 1,4 kg de aire se mantiene a una presión constante de 7 bar. Durante el proceso el calor extraído es 49 kJ, mientras que el volumen varía de 0,15 a 0,09 m³. Calcúlese la variación de energía interna del gas en kJ/kg.

2.43. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene nitrógeno que se encuentra inicialmente a 6 bar, 177 °C y ocupa 0,05 m³. El gas experimenta un proceso en cuasiequilibrio según la ecuación $PV^2 = \text{constante}$. La presión final es de 1,5 bar. Determinése (a) el trabajo realizado, en newton · metro, y (b) la variación de energía interna en kilojulios si el calor suministrado es 5,0 kJ.

2.44I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene helio que se encuentra inicialmente a 100 psia, 350 °F y ocupa 1,0 ft³. El gas experimenta un proceso en cuasiequilibrio según la ecuación $PV^2 = \text{constante}$. La presión final es de 25 psia. Determinése (a) el trabajo realizado, en ft · lb_f, y (b) la variación de energía interna en Btu si el calor suministrado es 5,0 Btu.

2.45. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime oxígeno cuasiestáticamente desde un estado inicial de 0,5 MPa y 25 cm³ hasta un estado final de 2,0 MPa y 5 cm³. La relación presión-volumen se expresa mediante $P = a + bV$, donde *P* está en megapascuales y *V* está en centímetros cúbicos.

(a) Determinése los valores y las unidades de las constantes *a* y *b*.

(b) Mediante una integración, determinése la magnitud y el sentido del trabajo intercambiado en kilojulios.

(c) Representése el proceso en un diagrama *PV* mostrando claramente los estados inicial y final.

2.46. En un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción se expande nitrógeno desde 0,10 a 0,30 m³. El proceso se describe mediante $P = 7,4 - 40 V + 60 V^2$, donde *P* está en bar y *V* en metros cúbicos.

(a) Calcúlese *P* para volúmenes de 0,1, 0,2 y 0,3 m³ y representése el proceso en un diagrama *PV*.

(b) Determinése las unidades de las constantes 40 y 60 de la ecuación.

(c) Determinése el trabajo realizado en kilojulios.

2.47. Un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción, rodeado por la atmósfera, contiene argón. Inicialmente la presión del gas es 800 kPa y el volumen es 0,010 m³. Si el gas se expande hasta un volumen final de 0,020 m³, calcúlese el trabajo realizado, en newton-metro, por el eje conectado al émbolo. La presión atmosférica es 100 kPa. Supóngase que los procesos entre los estados inicial y final son los siguientes: (a) la presión es constante, (b) el producto *PV* es constante, (c) el producto PV^2 es constante. (d) Compárense los resultados representando los tres caminos en el mismo diagrama *PV*.

2.48. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,2 kilogramos de aire en unas condiciones iniciales de 0,020 m³ y 8 bar. Se permite que el gas se expanda hasta un volumen final de 0,050 m³. Calcúlese el trabajo realizado, en kJ/kg, en los siguientes procesos cuasiestáticos: (a) la presión es constante, (b) el producto *PV* es constante, (c) el producto PV^2 es constante. (d) Compárense los resultados representando los tres caminos en el mismo diagrama *PV*.

2.49. Un kilogramo de un gas de masa molar 35 kg/kmol se comprime a una temperatura constante de 77 °C desde un volumen de 0,05 m³ hasta un volumen de 0,025 m³. La relación *PvT* para el gas viene dada por $Pv = RT[1 + (c/v^2)]$, donde $c = 2,0 \text{ m}^6/\text{kmol}^2$ y $R = 8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$. Calcúlese el trabajo realizado sobre el gas en newton-metro.

2.50I. En un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción se expande helio desde 1,0 a 3,0 ft³. El proceso se describe mediante $P = 740 - 400 V + 60 V^2$, donde *P* está en psia y *V* en pies cúbicos.

(a) Calcúlese *P* para volúmenes de 1, 2 y 3 ft³ y representése el proceso en un diagrama *PV*.

(b) Determinése las unidades de las constantes 400 y 60 de la ecuación.

(c) Determinése el trabajo realizado en ft · lb_f.

- 2.51I. Un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción contiene oxígeno inicialmente a 160 psia y un volumen de 0,10 ft³. Si el gas se expande hasta un volumen final de 0,20 ft³, calcúlese el trabajo realizado en ft·lb_f por el eje conectado al émbolo. La presión atmosférica exterior es 1 atm. Supóngase que los procesos entre los estados inicial y final son los siguientes: (a) la presión es constante, (b) el producto PV es constante, (c) el producto PV^2 es constante. (d) Compárense los resultados representando los tres caminos en el mismo diagrama PV .
- 2.52I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,2 kilogramos de aire en unas condiciones iniciales de 0,20 ft³ y 100 psia. Se permite que el gas se expanda hasta un volumen final de 0,50 ft³. Calcúlese el trabajo realizado por el aire en ft·lb_f en los siguientes procesos cuasiestáticos: (a) la presión es constante, (b) el producto PV es constante, (c) el producto PV^2 es constante. (d) Compárense los resultados representando los tres caminos en el mismo diagrama PV .
- 2.53. Durante un proceso cuasiestático en un dispositivo cilindro-émbolo la presión está relacionada con el volumen mediante $P = a - bV^2$, donde $a = 4,0$ bar y $b = 450$ bar/m⁶.
- (a) Dedúzcase una ecuación simbólica para W en función de las magnitudes a , b , V_1 y V_2 .
 - (b) Calcúlese el trabajo necesario en N·m para expandir el gas desde 0,060 hasta 0,080 m³.
 - (c) Determinénse los valores de P en bar a 0,06, 0,07 y 0,08 m³ y representése el camino del proceso en el diagrama PV .
- 2.54I. Durante un proceso, la presión dentro de un dispositivo cilindro-émbolo varía con el volumen según la relación $P = aV^{-3} + b$ donde $a = 49,1$ lb_f·ft⁷ bar y $b = 341$ lb_f/ft².
- (a) Dedúzcase una ecuación simbólica para W en función de las magnitudes a , b , V_1 y V_2 .
 - (b) Calcúlese el trabajo necesario en ft·lb_f para comprimir el gas desde 0,30 hasta 0,20 ft³.
 - (c) Determinénse los valores de P en psia a 0,20, 0,25 y 0,30 ft³ y representése el camino del proceso en el diagrama PV .
- 2.55. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,12 kg de dióxido de carbono a 27 °C, 1,0 bar y 0,040 m³. El gas se comprime de forma isoterma hasta 0,020 m³. La ecuación de estado PVT del gas viene dada por $PV = mRT[1 + (a/V)]$, donde $R = 0,140$ kJ/kg·K, V está en m³ y a es una constante. Determinénse
- (a) El valor de la constante a en m³.
 - (b) Mediante una integral, el trabajo realizado sobre el gas en kilojulios.
 - (c) Finalmente, representése el proceso en un diagrama PV .
- 2.56I. Un gas se comprime en un dispositivo cilindro-émbolo desde 15 psia y 0,50 ft³ hasta un estado final de 60 psia. La ecuación del proceso que relaciona P y V es $P = aV^{-1} + b$, donde $a = 25$ psia·ft³, P está en psia y V en ft³. Determinénse
- (a) El valor de la constante b en psia.
 - (b) Mediante una integral, el trabajo realizado sobre el gas en ft·lb_f.
 - (c) Finalmente, representése el proceso en un diagrama PV .
- 2.57. Los siguientes datos se han tomado durante un proceso de compresión cuasiestática de monóxido de carbono en un dispositivo cilindro-émbolo:

P , bar	0,96	1,47	2,18	2,94	3,60
v , m ³ /kg	0,928	0,675	0,503	0,403	0,346

- (a) Representénse en un diagrama Pv y estílese gráficamente el trabajo necesario en kJ/kg.
 - (b) Supóngase que la ecuación del proceso cumple la relación politrópica $Pv^n = c$. Utilícense los conjuntos de datos Pv primero y último para determinar los valores de las constantes n y c .
 - (c) Utilícese ahora la relación politrópica para determinar mediante una integración numérica el trabajo necesario, en kJ/kg, y compárese con el apartado a.
- 2.58. Los siguientes datos se han tomado durante un proceso de compresión cuasiestática de argón en un dispositivo cilindro-émbolo:

P , bar	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
V , m ³	0,525	0,448	0,393	0,352	0,320	0,294	0,273

- (a) Representénse en un diagrama Pv y estílese gráficamente el trabajo necesario en kJ/kg.
 - (b) Supóngase que la ecuación del proceso cumple la relación politrópica $PV^n = c$. Utilícense los conjuntos de datos PV primero y último para determinar los valores de las constantes n y c .
 - (c) Utilícese ahora la relación politrópica para determinar mediante una integración numérica el trabajo necesario, en kJ, y compárese con el apartado a.
- 2.59I. Los siguientes datos se han tomado durante un proceso de compresión cuasiestática de monóxido de carbono en un dispositivo cilindro-émbolo:

P , psia	15,0	26,0	37,0	50,0	62,0
v , ft ³ /lb _m	13,80	9,13	7,00	5,58	4,75

- (a) Representénse en un diagrama Pv y estílese gráficamente el trabajo necesario en ft·lb_f/lb_m.
 - (b) Supóngase que la ecuación del proceso cumple la relación politrópica $Pv^n = c$. Utilícense los conjuntos de datos Pv primero y último para determinar los valores de las constantes n y c .
 - (c) Utilícese ahora la relación politrópica para determinar mediante una integración numérica el trabajo necesario, en ft·lb_f/lb_m, y compárese con el apartado a.
- 2.60I. Los siguientes datos se han tomado durante un proceso de compresión cuasiestática de helio en un dispositivo cilindro-émbolo:

P , psia	20,0	25,0	30,0	35,0	40,0	45,0	50,0
V , ft ³	0,540	0,460	0,404	0,362	0,329	0,303	0,281

- (a) Representé en un diagrama PV y estími gráficamente el trabajo necesario en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.
- (b) Supóngase que la ecuación del proceso cumple la relación politrópica $PV^n = c$. Utilícense los conjuntos de datos PV primero y último para determinar los valores de las constantes n y c .
- (c) Utilícese ahora la relación politrópica para determinar mediante una integración numérica el trabajo necesario, en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$, y compárese con el apartado *a*.
- 2.61. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime un gas de 0,860 a 0,172 m^3 . La variación de presión con el volumen viene dada por $P = 0,945/V - 8,607 \times 10^{-2}/V^2$, donde P está en bar y V en m^3 . (a) Calcúlese el trabajo necesario en el eje. (b) Si sobre el otro lado del émbolo actúa una presión atmosférica de 1 bar, calcúlese el trabajo necesario en el eje en kilojulios.
- 2.621. En un dispositivo cilindro-émbolo se expande un gas de 1,5 a 15 ft^3 . La ecuación del proceso que relaciona P y V es $P = 257/V - 33,7/V^2$, donde P está en lb_f/in^2 y V en ft^3 . (a) Calcúlese el trabajo realizado por el gas en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$. (b) Si sobre el otro lado del émbolo actúa una presión atmosférica de 14,7 psia, calcúlese el trabajo extraído en el eje en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.
- 2.63. Un dispositivo cilindro-émbolo vertical contienen aire que está comprimido por un émbolo sin fricción de 3.000 N de peso. Durante un intervalo de tiempo, una rueda de paletas situada dentro del cilindro realiza un trabajo sobre el gas de 6.800 N · m. Si el calor cedido por el gas es de 8,7 kJ y la variación de energía interna del gas es -1,0 kJ, determínese la distancia recorrida por el émbolo en metros. El área del émbolo es 50 cm^2 y la presión atmosférica que actúa en el exterior del émbolo es 0,95 bar.
- 2.64. Un dispositivo cilindro-émbolo vertical contiene helio confinado por un émbolo sin fricción de 150 kg de masa. Durante un intervalo de 3 min, una resistencia situada dentro del cilindro recibe una corriente de 8 A de una batería externa de 6 V. Si el calor cedido por el gas es de 5,80 kJ y la variación de energía interna del gas es 2,40 kJ, determínese la distancia recorrida por el émbolo en centímetros. El área del émbolo es 30,0 cm^2 , la presión atmosférica que actúa en el exterior del émbolo es 960 mbar y la gravedad local es 9,60 m/s^2 .
- 2.651. Un dispositivo cilindro-émbolo vertical contiene aire que está comprimido por un émbolo sin fricción de 684 lb_f de peso. Durante un cierto intervalo de tiempo, una rueda de paletas situada dentro del cilindro realiza un trabajo sobre el gas de 5.000 $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$. Si el calor cedido por el gas es de 8,3 kJ y la variación de energía interna del gas es -1,0 Btu, determínese la distancia recorrida por el émbolo en pies. El área del émbolo es 8,0 in^2 y la presión atmosférica que actúa en el exterior del émbolo es 14,5 psia.
- 2.661. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene argón confinado por un émbolo sin fricción de 330 lb_m de masa. Durante un intervalo de 2 min, una resistencia situada dentro del cilindro recibe una corriente de 6 A de una batería externa de 12 V. Si el calor cedido por el gas es de 5,30 Btu y la variación de energía interna del gas es 2,50 Btu, determínese la distancia recorrida por el émbolo en pulgadas. El área del émbolo es 5,0 in^2 , la presión atmosférica que actúa en el exterior del émbolo es 14,4 psia y la gravedad local es 31,0 ft/s^2 .
- 2.67. Un gas se expande politrópicamente de 650 kPa y 0,020 m^3 hasta un volumen final de 0,080 m^3 . Calcúlese el trabajo realizado en kilojulios en el caso en que $n = 1,3$.

- 2.68. Un gas a 100 kPa y 0,80 m^3 (estado 1) se comprime hasta un quinto de su volumen inicial (estado 2) a lo largo de un camino dado por $PV = \text{constante}$. Después se añade calor a presión constante hasta que se alcanza el volumen inicial (estado 3). Finalmente, el gas se enfría a volumen constante hasta el estado 1.
- (a) Representé el proceso en un diagrama PV .
- (b) Calcúlese el trabajo neto del ciclo en kilojulios.
- 2.691. Un gas a 75 psia y 0,20 ft^3 (estado 1) se expande hasta cinco veces su volumen inicial (estado 2) a lo largo del camino $PV = \text{constante}$. Después de alcanzar el estado 2 se añade calor a volumen constante hasta que se alcanza la presión inicial (estado 3). Por último, el gas se enfría a presión constante hasta el estado 1.
- (a) Representé el proceso en un diagrama PV .
- (b) Calcúlese el trabajo neto del ciclo en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.
- 2.70. En un motor diésel se comprime aire según la relación $PV^{1,3} = A$, donde A es una constante. Al comenzar la compresión el estado es 100 kPa y 1.300 cm^3 y en el estado final el volumen es 80 cm^3 .
- (a) Representé el camino del proceso en el plano PV .
- (b) Calcúlese el trabajo necesario para comprimir el aire en kilojulios suponiendo que no hay fricción.
- (c) Calcúlese el trabajo necesario si está presente una fuerza de fricción de 160 N, la presión atmosférica en el exterior del dispositivo es 100 kPa y el área del émbolo es 80 cm^2 .
- 2.711. En un motor diésel se comprime aire según la relación $PV^{1,3} = A$, donde A es una constante. Al comenzar la compresión el estado es 14,5 psia y 80 in^3 y en el estado final el volumen es 5 in^3 .
- (a) Representé el camino del proceso en el plano PV .
- (b) Calcúlese el trabajo necesario para comprimir el aire en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$ suponiendo que no hay fricción.
- (c) Calcúlese el trabajo necesario si está presente una fuerza de fricción de 48 lb_f , la presión atmosférica en el exterior del dispositivo es 14,6 psia y el área del émbolo es 15 in^2 .
- 2.72. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene argón inicialmente ocupando un volumen de 0,8610 m^3 . Durante un cambio cuasiestático de estado hasta un volumen de 0,04284 m^3 la ecuación del proceso es $P = 0,8610/V - 1,8085 \times 10^{-2}/V^2$, donde P está en bar y V en metros cúbicos.
- (a) Determínense las unidades de la constante 0,8610 de la ecuación.
- (b) Representé el proceso en un diagrama PV , más o menos a escala.
- (c) Calcúlese el valor, en kilojulios, del trabajo comunicado al gas.
- (d) Calcúlese el trabajo necesario si está presente una fuerza de fricción de 180 N, la presión atmosférica en el exterior del dispositivo es 1 bar y el área del émbolo es 100 cm^2 .
- 2.731. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene aire inicialmente, ocupando un volumen de 0,15 ft^3 . Durante un cambio cuasiestático de estado hasta un volumen de 3,0 ft^3 la ecuación del proceso es $P = 43,94/V - 0,0340/V^2$, donde P está en bar y V está en metros cúbicos.
- (a) Determínense las unidades de la magnitud 43,94 de la ecuación.
- (b) Representé el proceso en un diagrama PV , más o menos a escala.
- (c) Calcúlese el valor, en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$, del trabajo comunicado al gas.
- (d) Calcúlese el trabajo necesario si está presente una fuerza friccional de 40 lb_f , la presión atmosférica en el exterior del dispositivo es 14,6 psia y el área del émbolo es 16 in^2 .

- 2.74. Un kilogramo de un gas de masa molar 60 kg/kmol se comprime a la temperatura constante de 27 °C desde 0,12 hasta 0,04 m³. La relación PvT para el gas viene dada por $Pv = RT[1 + (b/v)]$, donde b es 0,012 m³/kg y $R = 8,314$ kJ/kmol · K.
- Determinése el trabajo cuasiestático realizado sobre el gas en newton-metro.
 - Calcúlese el trabajo que es necesario realizar si la fricción entre el émbolo y el cilindro es de 10.000 N, el émbolo se desplaza 0,5 m y la presión atmosférica es 100 kPa.
- 2.75I. Un décimo de libra de un gas de masa molar 60 kg/kmol se comprime a la temperatura constante de 140 °F desde 0,20 hasta 0,10 ft³. La relación PvT para el gas viene dada por $Pv = RT[1 + (b/v)]$, donde b es 0,20 ft³/lb_m y $R = 1,545$ ft · lb_f/lbmol · °R.
- Determinése el trabajo cuasiestático realizado sobre el gas en ft · lb_f/lb_m.
 - Calcúlese el trabajo que es necesario realizar, en ft · lb_f, si la fricción entre el émbolo y el cilindro es de 180 lb_f, el émbolo se desplaza 0,5 ft y la presión atmosférica es 14,6 psia.

TRABAJO ELÁSTICO

- 2.76. Un muelle elástico lineal cuya constante es 1.200 N/m se comprime desde su longitud natural hasta una longitud final de 12 cm. Si el trabajo necesario es de 5,88 J, determinése (a) la longitud inicial, en cm, y (b) la fuerza final sobre el muelle en newton.
- 2.77. Un muelle elástico lineal cuya constante es 144 N/cm se comprime desde su longitud natural hasta una longitud final de 6 cm. Si el trabajo necesario sobre el muelle es (a) 6,48 J, y (b) 2,88 J, determinése la longitud inicial del muelle en centímetros.
- 2.78. Un muelle elástico lineal de 11 cm de longitud natural se comprime suministrándole un trabajo de (a) 20 J, y (b) 4,0 J. Si la constante del muelle k es 80 N/cm, determinése la longitud final del muelle en centímetros.
- 2.79. Un muelle elástico se comprime desde su longitud natural hasta una longitud L_1 de 0,20 cm aplicando una fuerza de -100 N. Después se realiza un trabajo de 175 N · m de modo que L_2 es mayor que L_0 . Determinése (a) el valor de L_0 , y (b) la longitud L_2 , dando ambas respuestas en metros, si la constante del muelle tiene un valor de 1.000 N/m.
- 2.80. Un muelle lineal se estira hasta una longitud de 0,60 m mediante la aplicación de una fuerza de +800 N. Cuando después se comprime el muelle hasta una longitud de 0,20 m, que es menor que L_0 , la fuerza sobre el sistema es -200 N. Calcúlese (a) la longitud natural L_0 , (b) la constante del muelle k en N/m, y (c) el trabajo necesario para variar la longitud de 0,60 a 0,20 m, en newton-metro.
- 2.81. Un muelle lineal se comprime desde su longitud natural L_0 hasta 0,40 m mediante una fuerza de -100 N. Después se mantiene a una longitud de 0,70 m mediante una fuerza de +200 N. Determinése (a) la longitud natural de muelle L_0 en metros, (b) la constante del muelle k en N/m, y (c) el trabajo necesario para variar su longitud de 0,40 a 0,70 m, en newton-metro.
- 2.82. Determinése el trabajo necesario, en newton-metro, para aumentar la longitud de una varilla de acero no deformada de 10,00 m hasta 10,01 m si $E_T = 2,07 \times 10^7$ N/cm² y $A_0 = 0,30$ cm².
- 2.83. En el Problema 2.82, utilícense los mismos valores de E_T y A , pero estírese la varilla de 10 m hasta que la fuerza sobre la misma sea (a) 8.000 N, y (b) 50.000 N. Calcúlese el trabajo necesario en newton-metro.
- 2.84I. Un muelle elástico lineal cuya constante es 72 lb_f/in se comprime desde su longitud natural hasta una longitud final de 3 in. Si el trabajo necesario sobre el muelle es (a) 54 ft · lb_f, y (b) 81 ft · lb_f, determinése en cada caso la longitud inicial del muelle en pulgadas.
- 2.85I. Un muelle elástico lineal de 8 in de longitud natural se comprime suministrando un trabajo de (a) 28 ft · lb_f, y (b) 14,0 ft · lb_f. Si la constante del muelle k es 48 ft · lb_f/in, determinése en cada caso la longitud final del muelle en pulgadas.
- 2.86I. Un muelle elástico se comprime desde su longitud natural hasta una longitud L_1 de 24 in aplicando una fuerza de -25 lb_f. Después se realiza un trabajo de 150 ft · lb_f de modo que L_2 es mayor que L_0 . Determinése (a) el valor de L_0 , y (b) la longitud L_2 , dando ambas respuestas en pulgadas, si la constante del muelle tiene un valor de 50 lb_f/ft.
- 2.87I. Un muelle lineal sin deformar se estira hasta una longitud de 20 in mediante la aplicación de una fuerza de 25 lb_f. Cuando después se comprime el muelle hasta una longitud de 8 in, que es menor que L_0 , la fuerza sobre el sistema es 15 lb_f. Calcúlese (a) la longitud natural L_0 , (b) la constante del muelle k en lb_f/ft, y (c) el trabajo necesario para cambiar la longitud de 20 a 8 in en ft · lb_f.
- 2.88. Un muelle lineal se comprime desde su longitud natural L_0 hasta 0,30 m mediante una fuerza de 50 N. Después se mantiene a una longitud de 0,70 m, que es mayor que L_0 , mediante una fuerza de 150 N. Determinése (a) la longitud natural del muelle L_0 en metros, (b) la constante del muelle k en N/m, y (c) el trabajo necesario para cambiar su longitud de 0,30 a 0,70 m, en newton-metro.
- 2.89I. Determinése el trabajo necesario, en ft · lb_f, para aumentar la longitud de una barra no deformada de 20,00 hasta 20,01 ft si $E_T = 3,0 \times 10^7$ lb_f/in² y $A_0 = 0,10$ in².
- 2.90. Un conjunto cilindro-émbolo aislado que contiene un fluido posee un dispositivo para agitar movido desde el exterior. En el émbolo no hay fricción y la fuerza que lo mantiene contra el fluido se debe a la presión atmosférica estándar y a un muelle en espiral. La constante del muelle es 7.200 N/m. El dispositivo de agitación se hace girar 100 rev con un par medio de 0,68 N · m. Como resultado, el émbolo de 0,10 m de diámetro se desplaza 0,10 m hacia el exterior. Calcúlese la variación de energía interna del fluido en kilojulios, si la fuerza inicial del muelle es cero.
- 2.91I. Un conjunto cilindro-émbolo aislado que contiene un fluido posee un dispositivo para agitar movido desde el exterior. En el émbolo no hay fricción y la fuerza que lo mantiene contra el fluido se debe a la presión atmosférica estándar y a un muelle en espiral. La constante del muelle es 500 lb_f/ft. El dispositivo de agitación se hace girar 1.000 rev con un par medio de 0,50 lb_f · ft. Como resultado, el émbolo de 0,20 ft de diámetro se desplaza 2 ft hacia el exterior. Calcúlese la variación de energía interna del fluido en Btu, si la fuerza inicial del muelle es cero.
- 2.92. La presión de un gas dentro de un dispositivo cilindro-émbolo está equilibrada en el exterior por una presión atmosférica de 100 kPa y un muelle elástico, como se muestra en la Figura P2.92. El volumen inicial del gas es 32,0 cm³, el muelle está inicialmente sin deformar con una longitud de

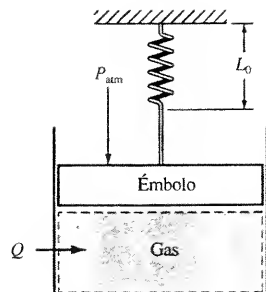


Figura P2.92.

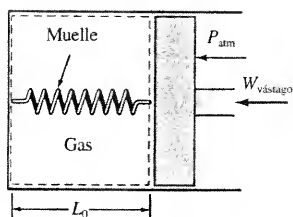


Figura P2.94.

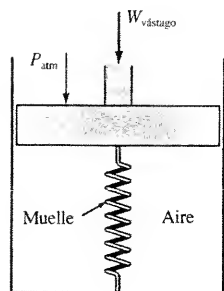


Figura P2.96.

6,0 cm y el área del émbolo sin peso es $4,0 \text{ cm}^2$. La adición de $7,0 \text{ J}$ de calor provoca que el émbolo suba $2,0 \text{ cm}$. Si la constante del muelle es $10,0 \text{ N/cm}$, calcúlese

- La presión absoluta final del gas en kPa.
- El trabajo realizado por el gas del cilindro en julios.
- La variación de energía interna del gas en julios.

- 2.93I. La presión de un gas dentro de un dispositivo cilindro-émbolo está equilibrada en el exterior por una presión atmosférica de $14,7 \text{ psia}$ y un muelle elástico, como se muestra en la Figura P2.92. El volumen inicial del gas es $8,0 \text{ in}^3$, el muelle está inicialmente sin deformar con una longitud de $4,0 \text{ in}$ y el área del émbolo sin peso es $2,0 \text{ in}^2$. El suministro de $46,1 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$ de calor provoca que el émbolo suba $1,0 \text{ in}$. Si la constante del muelle es $12,0 \text{ lb}_f/\text{in}$, calcúlese

- La presión absoluta final del gas en psia.
- El trabajo realizado por el gas del cilindro en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.
- La variación de energía interna del gas en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.

- 2.94. Un sistema contiene un gas en un dispositivo cilindro-émbolo y un muelle elástico, como se muestra en la Figura P2.94. Inicialmente el muelle se encuentra sin deformar y su constante es $1,38 \times 10^7 \text{ N/m}$, y la presión atmosférica es $0,1 \text{ MPa}$. La ecuación del proceso para el gas es $PV = \text{constante}$. El gas se comprime hasta la mitad de su volumen inicial de $0,884 \text{ m}^3$. Si la longitud inicial del muelle es $0,50 \text{ m}$, calcúlese en kilojulios

- El trabajo necesario para comprimir sólo el gas.
- El trabajo realizado sobre el muelle.
- El trabajo realizado por la atmósfera.
- El trabajo del vástago necesario.

- 2.95I. Un sistema contiene un gas en un dispositivo cilindro-émbolo y un muelle elástico, como se muestra en la Figura P2.94. Inicialmente el muelle se encuentra sin deformar y su constante es $11,660 \text{ lb}_f/\text{ft}$, y la presión atmosférica es 15 psia . La ecuación del proceso para el gas es $PV = \text{constante}$. El gas se comprime hasta la mitad de su volumen inicial de $5,0 \text{ ft}^3$. Si la longitud inicial del muelle es 2 ft , calcúlese en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$

- El trabajo necesario para comprimir sólo el gas.
- El trabajo realizado sobre el muelle.
- El trabajo realizado por la atmósfera.
- El trabajo del vástago necesario.

- 2.96. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene aire inicialmente a 1 bar y 300 K . El diámetro del cilindro es $0,20 \text{ m}$ y la superficie del émbolo inicialmente se encuentra exactamente a $0,30 \text{ m}$ de la base. En la posición inicial un muelle elástico justo toca la superficie del émbolo, como se muestra en la Figura P2.96. La constante del muelle es 60 kN/m . La masa del émbolo es 20 kg y supóngase que durante el proceso es válida la relación $PV = \text{constante}$. Determinése cuánto trabajo, en kJ, es necesario aportar desde una fuente exterior para comprimir el aire dentro del cilindro hasta la mitad de su volumen inicial si la atmósfera en el exterior del cilindro está a $0,1 \text{ MPa}$.

- 2.97I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene aire inicialmente a 15 psia y 80°F . El diámetro del cilindro es $6,0 \text{ in}$ y la superficie del émbolo inicialmente se encuentra exactamente a $12,0 \text{ in}$ de la base. En la posición inicial un muelle elástico justo toca la superficie del émbolo, como se muestra en la Figura P2.96 y la constante del muelle es $2,400 \text{ lb}_f/\text{ft}$. Desprecíese la masa del émbolo y supóngase que durante el proceso es válida

da la relación $PV = \text{constante}$. Determinése cuánto trabajo, en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$, es necesario aportar desde una fuente exterior para comprimir el aire dentro del cilindro hasta la mitad de su volumen inicial, si la atmósfera en el exterior del cilindro está a 15 psia .

- 2.98. Un émbolo de área $A_e = 0,02 \text{ m}^2$ está situado dentro de un cilindro cerrado, como se muestra en la Figura P2.98. Un lado está lleno de helio mientras que el otro contiene un muelle en el vacío. Lentamente se añade calor hasta que la presión del gas cambia de $0,1$ a $0,3 \text{ MPa}$. La constante k del muelle es 10^4 N/m . Determinése (a) la variación de volumen en m^3 , utilizando el balance de fuerzas en el émbolo, y (b) el trabajo realizado por el gas en kilojulios, utilizando la integral de PdV .

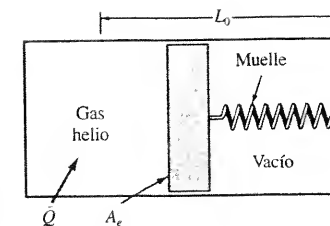
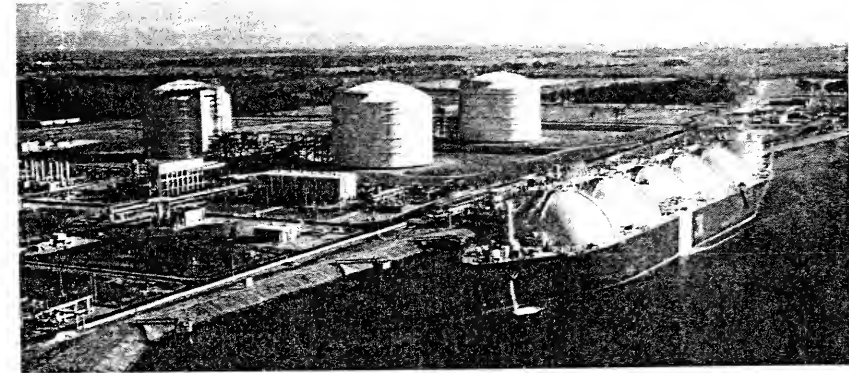


Figura P2.98.

PROPIEDADES DE UNA SUSTANCIA PURA, SIMPLE COMPRESIBLE



Terminal de importación de gas natural líquido (GNL) en Lake Charles, LA.

En las aplicaciones de los balances de energía a sistemas en la Ingeniería es indispensable el conocimiento de los valores de propiedades tales como p , v , T y u . También tiene gran interés una nueva propiedad, la entalpía h . Los valores de estas propiedades, generalmente, se determinan de dos formas: 1) por medidas experimentales acopladas con evaluaciones teóricas, o 2) por el uso de modelos con ciertas limitaciones. En este capítulo, tomando como base el método 1 anterior y el postulado de estado para sustancias simples compresibles introducido a continuación, se examinarán los métodos de presentación de datos para gases, líquidos y sólidos, así como para sistemas en dos fases. En muchos casos se contará con una presentación de los datos gráfica o tabular, en vez de con un formato algebraico. Las técnicas de aproximación también resultarán útiles. Por consiguiente, estos métodos de presentación de los datos para una sustancia pura se utilizarán juntamente con los análisis de energía de sistemas cerrados. El uso de modelos para la evaluación de propiedades (método 2) se discutirá en el Capítulo 4, también en combinación con el análisis energético de sistemas cerrados.

3.1. EL POSTULADO DE ESTADO Y SISTEMAS SIMPLES

En el Apartado 2.4 se ha señalado que el valor de la energía interna u no es directamente mensurable. Para todas las propiedades no directamente mensurables se necesita un método para evaluarlas en función de propiedades directamente mensurables, tales como P , T y v . Así, un *objetivo importante de la Termodinámica es desarrollar relaciones funcionales entre propiedades a partir de consideraciones teóricas y experimentales*. Para desarrollar estas relaciones debe conocerse el número de propiedades independientes necesarias para fijar o especificar el estado de un sistema bajo condiciones dadas.

Por lo general, las relaciones funcionales entre propiedades se expresan en función de propiedades *intensivas*. Además, debido a que todas las propiedades *intrínsecas* son características del comportamiento molecular, es razonable esperar que las propiedades intrínsecas estén relacionadas funcionalmente. Por relaciones funcionalmente se entiende la situación general en la que alguna propiedad dependiente y_0 es una función de otras n propiedades intrínsecas intensivas. Matemáticamente esto significa que $y_0 = f(y_1, y_2, \dots, y_n)$. Una vez que han sido seleccionados los valores de todas las n propiedades independientes, el valor de la propiedad dependiente queda fijado.

Basada en la evidencia *experimental* existe una regla general para determinar el número n de propiedades independientes de un sistema de masa y composición conocidas. Se conoce como *postulado de estado* y establece que:

El número de propiedades independientes exigidas para especificar completamente el estado intensivo e intrínseco de una sustancia es igual a 1 más el número de posibles modos de trabajo cuasiestático relevantes.

«Modos relevantes de trabajo» son aquellos que tienen un efecto apreciable y mensurable sobre el estado de la sustancia cuando tiene lugar el proceso. Los objetos sobre la tierra, por ejemplo, están por lo general bajo la influencia de los campos de fuerzas naturales gravitatorio, eléctrico y magnético de la Tierra. Sin embargo, estos efectos sobre el resultado de la mayor parte de los procesos son, a menudo, despreciables. Así, se ignorarán estos efectos al determinar el número de propiedades independientes. Advuértase además que sólo se consideran modos de trabajo cuasiestático.

Cuando se examinan los estudios científicos y de ingeniería presentes y pasados una cosa resulta clara. Pocas veces se encuentra un sistema en el que se use más de un modo de trabajo cuasiestático para alterar el estado de una sustancia. A partir de esta observación, es conveniente clasificar estos sistemas como sistemas simples. Por definición, un *sistema simple* es aquel en el que para modificar su estado intrínseco sólo es relevante un único modo de trabajo cuasiestático. Tomando como base el enunciado anterior del postulado de estado, puede enunciarse como postulado de estado para sistemas simples el siguiente:

El estado de equilibrio de una sustancia simple queda fijado especificando los valores de dos propiedades intrínsecas independientes.

Una vez fijados los valores de dos propiedades independientes, los valores de todas las restantes propiedades intrínsecas quedan también fijados. Así, en una sustancia simple sólo pueden variarse dos propiedades intrínsecas de forma independiente.



¿Cómo depende un sistema simple del tipo y número de propiedades?

Un *sistema simple compresible* se define como aquel en el que la única interacción de trabajo cuasiestático está asociada con el cambio en su volumen (trabajo $P dV$). En tal sustancia son despreciables los efectos de capilaridad, de elasticidad y de los campos de fuerzas externos. Desde un punto de vista práctico esto significa que el sistema no se halla influido por esos efectos, aun cuando éstos puedan estar presentes en un grado pequeño. Debido a su importancia en los estudios de ingeniería, en éste y en los dos siguientes capítulos se hace hincapié en las relaciones de propiedades para sustancias simples compresibles.

Dos cualesquiera propiedades intrínsecas independientes son suficientes para fijar el estado intensivo de una sustancia simple compresible. En este caso la relación funcional entre un conjunto de propiedades intrínsecas intensivas viene dada por:

$$y_0 = f(y_1, y_2)$$

donde (y_1, y_2) representa el conjunto de las dos variables independientes. Esta ecuación expresa una relación, aún desconocida, entre dos propiedades intrínsecas intensivas independientes y una tercera propiedad dependiente. Se pueden utilizar técnicas variadas —analíticas, gráficas y tabulares— para relacionar y evaluar las propiedades intrínsecas de las sustancias simples compresibles.

3.2. SUPERFICIE PvT

En el párrafo anterior el postulado de estado indicaba que una propiedad intrínseca intensiva de una sustancia simple compresible es exclusivamente función de otras dos propiedades intrínsecas e independientes. Esto es, $y_1 = f(y_2, y_3)$, donde y es, por lo general, cualquier propiedad intensiva e intrínseca. Ahora se pretende examinar las relaciones entre propiedades para gases, líquidos, sólidos y sistemas en dos fases de una sustancia pura. Los datos experimentales manifiestan un patrón consistente en el comportamiento de las sustancias simples compresibles en las fases sólida, líquida y gaseosa. En esta consistencia es en la que se va a centrar la atención.

Los estados de equilibrio de una sustancia simple compresible pueden representarse como una superficie en un espacio tridimensional. Las coordenadas son las propiedades intrínsecas de interés como, por ejemplo, P , v y T . La superficie PvT es importante debido a que muestra claramente la estructura básica de la materia de un modo general. De manera más general, en la Figura 3.1 se muestra el diagrama PvT de una sustancia que se contrae al congelar. Las fases *sólida*, *líquida* y *gaseosa* (vapor) aparecen sobre la superficie como regiones. El estado en esas regiones monofásicas se especifica mediante los valores de *dos cualesquiera* de las tres propiedades P , v y T . Estas regiones monofásicas están separadas, en la superficie, por regiones *bifásicas* que representan los cambios de fase. La fusión (o congelación), la vaporización (o la condensación) y la sublimación son ejemplos que comprenden cambios de fase. (El último es la transformación directamente de sólido a gas.) En la Figura 3.1 también se muestran las regiones para las mezclas sólido-líquido, líquido-vapor y sólido-vapor.

Cualquier estado representado en la Figura 3.1 por un punto sobre la línea de separación de una región monofásica de otra bifásica se conoce como *estado de saturación*. La línea curva que separa la región líquida de la región líquido-vapor, línea $a-m-c$, se conoce como *línea de líquido saturado*. Cualquier estado representado por un punto sobre esta línea entre a y c se conoce como un estado de *líquido saturado*. Análogamente, los estados representados sobre la curva $c-n-b$ son estados de *vapor saturado*. Un cambio de fase tiene lugar sin cambio en la presión o la temperatura. Esto se muestra con el proceso de vaporización a lo largo del camino $m-n$ en la Figura 3.1. Así, en el interior de una región bifásica de una sustancia pura, la presión y la temperatura no son propiedades independientes.

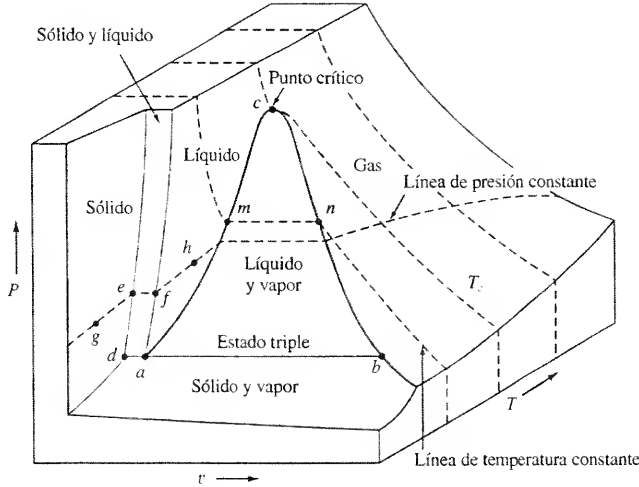


Figura 3.1. La superficie PvT de una sustancia que se contrae al solidificar (no a escala).

El punto de la Figura 3.1 donde las líneas de líquido saturado y de vapor saturado se juntan se llama **punto crítico**. Asociados con éste hay ciertos valores de propiedades que, por lo general, se las señala con el subíndice c . Las tres propiedades de interés ahora en el punto crítico se denotan P_c , v_c , T_c . Una sustancia cuya temperatura sea mayor que su temperatura crítica no será capaz de condensar a la fase líquida, independientemente de cuán alta sea la presión que se ejerce sobre ella. Nótese además en la Figura 3.1 que las fases líquido y gas (vapor) se confunden en la región por encima del punto crítico. Todas las sustancias conocidas muestran este comportamiento. La existencia del punto crítico demuestra que la distinción entre fase líquida y fase gaseosa queda lejos de estar bien definida, si no imposible, en algunas situaciones. Cuando la presión es mayor que la presión crítica, el estado frecuentemente se conoce como **estado supercrítico**. Algunas sustancias muy conocidas tienen presiones críticas bastante altas y sin embargo temperaturas críticas que están por debajo de las condiciones atmosféricas normales. Una lista reducida de datos críticos de algunas sustancias comunes se presenta en las Tablas A.2 y A.21.

En la Figura 3.1 puede observarse otro estado único de la materia. Está representado por la línea paralela al plano Pv y señalado como **estado triple**. Como el término implica, en este estado coexisten en equilibrio las tres fases. El estado triple, o punto triple⁽¹⁾ en esta figura corresponde al equilibrio entre un sólido (estado d), un líquido (estado a) y un gas (estado b). Recuérdese que el punto triple del agua se utiliza como punto de referencia para establecer la escala Kelvin de temperatura. Al punto triple del agua se le asigna un valor de temperatura de 273,16 K. Algunos datos del punto triple aparecen en la Tabla 3.1. El agua es una sustancia anómala que se expandiona al solidificar. Así, el volumen específico de la fase sólida es mayor que el de la fase líquida. En la Figura 3.2 se muestra la superficie PvT modificada para tener en cuenta este comportamiento.

Los diagramas tridimensionales para los estados de equilibrio de sistemas simples compresibles son de gran utilidad para introducir las relaciones generales entre las tres fases de la materia normalmente en consideración. Se muestra clara-

⁽¹⁾ N. de los T. En lo sucesivo se adoptará, como es usual, el término «punto triple», ya que, como se verá posteriormente, en el diagrama PT este estado queda representado por un punto.

Tabla 3.1. Datos del punto triple

Sustancia	T , K	P , atm	T , °F
Helio 4 (punto λ)	2,17	0,050	-456
Hidrógeno, H_2	13,84	0,070	-435
Oxígeno, O_2	54,36	0,0015	-362
Nitrógeno, N_2	63,18	0,124	-346
Amoniaco, NH_3	195,40	0,061	-108
Dióxido de carbono, CO_2	216,55	5,10	-70
Agua, H_2O	273,16	0,006	32

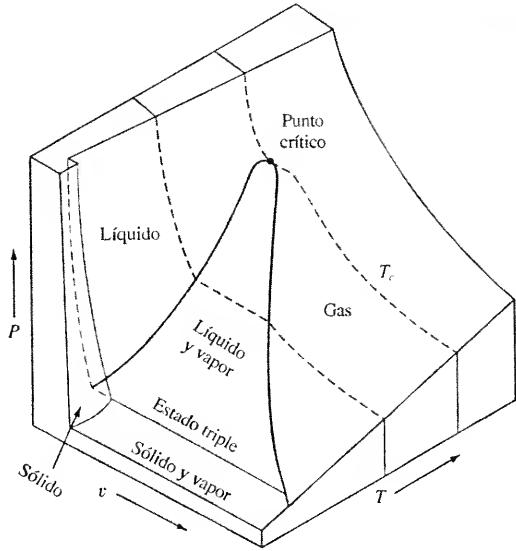


Figura 3.2. Superficie PvT de una sustancia que se expandiona al solidificar.

mente la relación de las regiones en dos fases con las regiones monofásicas, así como el significado de los puntos crítico y triple de la materia. No obstante, en el análisis termodinámico es más conveniente trabajar con diagramas bidimensionales. Todos los diagramas bidimensionales pueden verse simplemente como proyecciones de una superficie tridimensional. Por ejemplo, la superficie presentada en la Figura 3.1 puede proyectarse sobre el plano PT , Pv o Tv .

3.3. DIAGRAMA PRESIÓN-TEMPERATURA

A la proyección de la superficie PvT sobre el plano PT se la conoce como **diagrama de fase**. Ya que tanto la temperatura como la presión permanecen constantes durante un cambio de fase, las superficies que en la Figura 3.1 (o Fig. 3.2) representan dos fases son paralelas al eje v . Así pues, esas regiones bifásicas aparecen como líneas cuando la superficie se proyecta sobre el plano PT . En la Figura 3.3 se presenta un diagrama presión-temperatura basado en las características generales de una sustancia que se contrae al solidificar (véase Fig. 3.1).

La línea $t-d-f-c$ del diagrama PT que representa la superficie líquido-vapor se llama **línea de saturación líquido-vapor**. También se la conoce como **curva de**

Adviértase la importancia de los estados de líquido saturado y de vapor saturado.

Adviértase la diferencia entre el punto crítico y el punto triple.

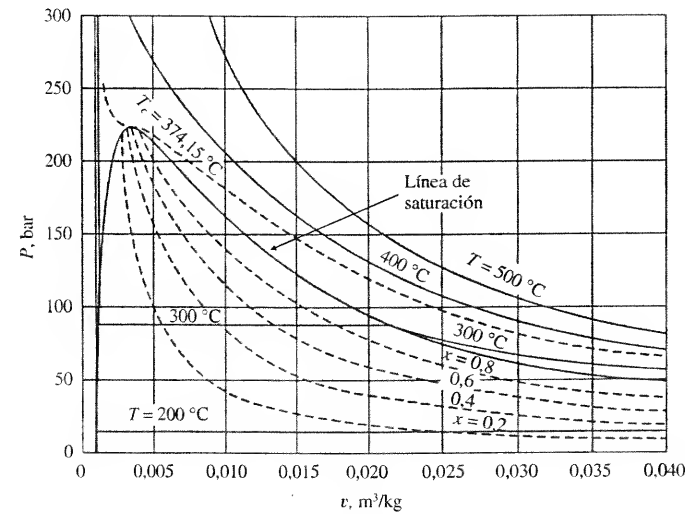


Figura 3.7. Diagrama Pv para el agua mostrando las líneas de temperatura y de la calidad.

($x = 1,00$). El término «calidad» se aplica exclusivamente a las mezclas líquido-vapor saturadas. La Figura 3.7 es un diagrama Pv para el agua a escala. Se han representado la línea de saturación líquido-vapor, la isoterma crítica de $374,15\text{ °C}$ y líneas de calidad constante.

Resulta oportuno un comentario final con respecto a los diagramas Pv mostrados en las Figuras 3.5 y 3.7. Ya se ha hecho notar anteriormente que podrían mostrarse otras familias de curvas que representen diversas propiedades en diagramas bi- o tridimensionales. Por esta razón en el diagrama Pv se muestra también una familia de líneas de temperatura constante. Es importante para el estudiante tener una idea general de la posición de las líneas de temperatura constante en un diagrama Pv , ya que este diagrama es muy útil en el análisis de problemas.

3.5. DIAGRAMA TEMPERATURA-VOLUMEN ESPECÍFICO

A la hora de resolver un problema a menudo es útil describir el camino del proceso en un diagrama de temperatura-volumen específico. La proyección de las regiones de líquido comprimido, líquido-vapor y vapor sobrecalentado de la Figura 3.1 o de la Figura 3.2 lleva al diagrama Tv mostrado en la Figura 3.8. Este diagrama, aunque específico para el agua, es representativo de todas las sustancias puras. Las regiones monofásicas y bifásicas aparecen en posiciones similares a las correspondientes al diagrama Pv . La región líquido-vapor se ha ampliado para incluir la línea del estado triple.

Es importante tener líneas de presión en el diagrama Tv para identificar los estados y esquematizar los procesos. En el interior de la región líquido-vapor (región húmeda), las líneas de presión constante siguen las de temperatura constante, ya que durante un cambio de fase la presión y la temperatura no son propiedades independientes. Fuera de la región húmeda y a lo largo de una línea de presión constante, la temperatura crece al aumentar el volumen. Y esto es así tanto si la presión es menor como si es mayor que la presión crítica.

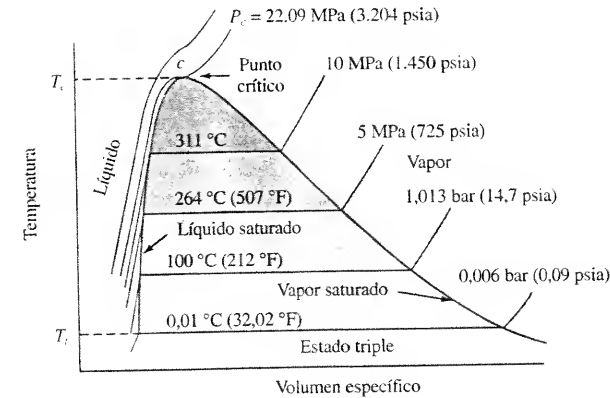


Figura 3.8. Diagrama Tv para el agua.

3.6. TABLAS DE PROPIEDADES DE SUSTANCIAS PURAS

En las secciones precedentes se ha presentado una introducción al comportamiento PvT de una sustancia pura, simple compresible. Se ha presentado además la nomenclatura necesaria requerida para futuros análisis. Ahora se necesita investigar los métodos establecidos de allegar o almacenar los datos de las propiedades de interés primordial: presión P , volumen específico v , temperatura T , energía interna específica u , entalpía específica h y entropía específica s . (Para el análisis presente se pide que se acepte la existencia de la propiedad entropía. No se hará uso de ella con profundidad hasta el Capítulo 7.) Para gases reales y para estados en saturación, las relaciones matemáticas entre estas propiedades son complejas. Por tanto, los datos de propiedades se presentan, en primer lugar, en forma de tablas. Como es costumbre en este texto, los datos tabulares de una sustancia dada se presentan tanto en unidades SI como en unidades USCS. Las tablas en unidades USCS (sistema inglés) utilizan los mismos números que las tablas correspondientes en unidades SI, excepto que los números van seguidos de la letra I.

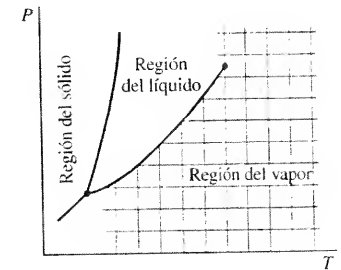


Figura 3.9. Esquema de un diagrama PT que indica el método de tabular los datos del vapor sobrecalentado.

3.6.1. TABLAS DE VAPOR SOBRECALENTADO

En una región monofásica, como la región de vapor sobrecalentado, se necesitan dos variables intensivas para determinar el estado de equilibrio. Variables como v , u , h y s se encuentran normalmente tabuladas en la región de vapor sobrecalentado en función de P y T , debido a que estas últimas son propiedades fácilmente mensurables. El formato de una tabla de vapor sobrecalentado resulta muy claro si de nuevo se relaciona con un diagrama PT . La Figura 3.9 muestra la región de vapor sobrecalentado en un diagrama PT con cuadrícula. Las líneas de la cuadrícula representan valores enteros de la presión y de la temperatura. Una tabla de vapor sobrecalentado da información de los valores de v , h y s (y a veces de u) en los nodos de la cuadrícula de la figura. La función entalpía H viene definida mediante la relación:

$$H \equiv U + PV \quad [3.2]$$

La *entalpía* específica viene dada por:

$$h \equiv u + Pv$$

[3.3]

Por ser u , P , y v propiedades, también lo será h . En algunos casos la función entalpía no tiene una interpretación específica, aunque tiene dimensiones de energía. Como consecuencia, resulta útil tabular valores de la entalpía junto con otras propiedades. La entropía específica s es una propiedad de la que se hará uso posteriormente en el análisis de la segunda ley. Los valores de u , h y s son completamente arbitrarios, estando cada uno de ellos basado en el valor que se le asigne a un estado de referencia.

La Tabla 3.2 ilustra un posible formato de tabulación de datos en la región de vapor sobrecalentado. Una recopilación más completa de datos del vapor de agua sobrecalentado en unidades SI se encuentra en la Tabla A.14; la Tabla A.141 presenta los datos en unidades USCS. El formato de ambas tablas es idéntico. Las unidades de las propiedades específicas están normalmente colocadas en la parte superior de la tabla, debajo de la cabecera. Con respecto a la Tabla 3.2 y la Figura 3.9, adviértase que los datos comienzan, para una presión dada, con datos del *vapor saturado* y después continúan con valores enteros y crecientes de la temperatura. El dato del valor de la temperatura del vapor saturado viene indicado entre paréntesis después del valor de la presión. Por ejemplo, de la Tabla 3.2, a 1,0 bar la temperatura de saturación es 99,63 °C, y el volumen específico 1,694 m³/kg.

Muchos problemas de ingeniería comprenden estados de la materia que no caen en los nodos de la cuadrícula de los datos disponibles para esa sustancia. Así, se hace necesario la interpolación de los datos. Los intervalos de la matriz de datos que se encuentran en tablas completas de vapor sobrecalentado se han elegido de manera que una interpolación *lineal* proporciona una precisión razonable. Por ejemplo, se necesita encontrar el valor del volumen específico del vapor de agua sobrecalentado (H₂O) a 1,0 bar y 160 °C. Aunque la Tabla 3.2 da como valor de v 1,984 m³/kg, supóngase que el dato a 160 °C ha desaparecido de la tabla. Una interpolación entre 120 y 200 °C muestra que:

$$\frac{v_{160} - v_{120}}{v_{200} - v_{120}} = \frac{T_{160} - T_{120}}{T_{200} - T_{120}}$$

La sustitución de los datos tabulares en la ecuación proporciona:

$$\frac{v_{160} - 1,793}{2,172 - 1,793} = \frac{160 - 120}{200 - 120} = 0,50$$

La solución de la ecuación anterior es:

$$v_{160} = 1,793 + 0,50(0,379) = 1,983 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Así, el valor estimado se diferencia del tabulado en 0,001 m³/kg, es un 0,1 por 100 menor. El porcentaje de error en la estimación de u y h a 160 °C por este método es incluso menor. Aunque las tablas del vapor sobrecalentado del Apéndice son versiones reducidas del trabajo original, se supone que aún sigue siendo válida la interpolación lineal. En las Tablas A.18 y A.18I se presentan las tablas del vapor sobrecalentado para el refrigerante 134a en unidades SI y en unidades USCS. Las tablas para el nitrógeno diatómico (N₂) se presentan en las Tablas A.20 y A.20I y para el potasio en las Tablas A.21 y A.21I.



Téngase en cuenta la utilización de una interpolación lineal para determinar los datos que no están expresamente listados en una tabla de vapor sobrecalentado.

Tabla 3.2. Propiedades del vapor de agua sobrecalentado (H₂O)

SI: v , m³/kg; u , kJ/kg; h , kJ/kg; s , kJ/kg · K				
Temperatura °C	v	u	h	s
	1,0 bar (0,10 MPa)($T_{\text{sat}} = 99,63 \text{ °C}$)			
Sat.	1,694	2.506,1	2.675,5	7,3694
100	1,696	2.506,7	2.676,2	7,3614
120	1,793	2.537,3	2.716,6	7,4668
160	1,984	2.597,8	2.796,2	7,6597
200	2,172	2.658,1	2.875,3	7,8343
°C	10,0 bar (1,0 MPa)($T_{\text{sat}} = 179,91 \text{ °C}$)			
	v	u	h	s
Sat.	0,1944	2.583,6	2.778,1	6,5865
200	0,2060	2.621,9	2.827,9	6,6940
240	0,2275	2.692,9	2.920,4	6,8817
280	0,2480	2.760,2	3.008,2	7,0465
320	0,2678	2.826,1	3.093,9	7,1962

Fuente: Resumen de la Tabla A.14.

USCS: v , ft³/lb _m ; u , Btu/lb _m ; h , Btu/lb _m ; s , Btu/lb _m · °R				
Temperatura °F	v	u	h	s
	60 psia ($T_{\text{sat}} = 292,7 \text{ °F}$)			
Sat.	7,17	1.098,3	1.178,0	1,6444
300	7,26	1.101,3	1.181,9	1,6496
400	8,35	1.140,8	1.233,5	1,7134
500	9,40	1.178,6	1.283,0	1,7678
600	10,43	1.216,3	1.332,1	1,8165

Fuente: Resumen de la Tabla A.141.

Determinése la energía interna del vapor de agua sobrecalentado a (a) 1,0 bar y 140 °C, y (b) 6 bar y 220 °C en kJ/kg.

EJEMPLO 3.1

Solución

Datos. Vapor de agua sobrecalentado en dos estados mostrados en la Figura 3.10, partes a y b.

Incógnita. La energía interna, en kJ/kg.

Modelo. Tabla A.14 del vapor sobrecalentado para el vapor de agua.

Metodología. Interpolación lineal en la tabla para estimar los datos.

Análisis. (a) La posición del estado en un diagrama PT con respecto a la línea de saturación se muestra en la Figura 3.10a. El valor de u a 1 bar y 140 °C puede obtenerse de la Tabla 3.2 o de datos más completos de la Tabla A.14. Con respecto a cualquiera de esas tablas, se encuentra que a 1 bar:

$$u = 2.537,3 \text{ kJ/kg a } 120 \text{ °C} \quad \text{y} \quad u = 2.597,8 \text{ kJ/kg a } 160 \text{ °C}$$

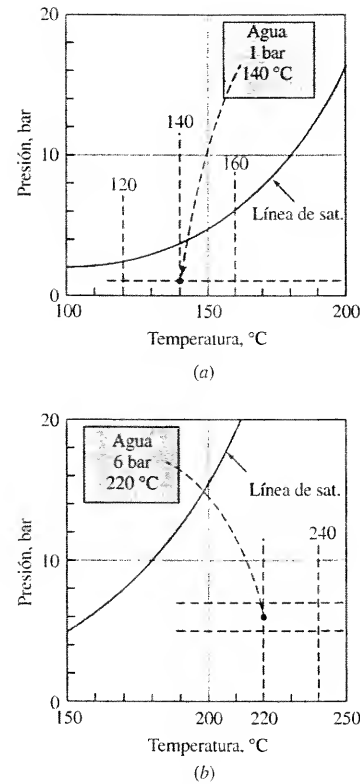


Figura 3.10. Diagrama PT en el que se muestran dos estados en la región de vapor sobrecalentado.

Interpolando linealmente entre estos dos valores se obtiene para la energía interna un valor de 2.567,6 kJ/kg a 140 °C. En unas tablas más completas se lee un valor de 2.567,7 kJ/kg.

(b) La posición del estado en un diagrama PT con respecto a la línea de saturación se muestra en la Figura 3.10b. Para hallar el valor de u a 6 bar y 220 °C se debe retornar a la Tabla A.14 del Apéndice. En esta tabla se encuentran valores sólo a 5 y 7 bar y 200 y 240 °C. Para obtener el valor deseado de u , se debe realizar una doble interpolación de los datos que se tienen. Mediante una primera interpolación con respecto a la temperatura:

$$\text{A 5 bar y } 220\text{ °C: } u = 2.675,2 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{A 7 bar y } 220\text{ °C: } u = 2.668,3 \text{ kJ/kg}$$

Por consiguiente, a 6 bar y 220 °C la energía interna es la media de estos dos últimos valores, o aproximadamente 2.671,8 kJ/kg. En una tabla más completa se lee el valor 2.672,1 kJ/kg.

EJEMPLO 3.2

Determinése la presión del vapor sobrecalentado de refrigerante 134a en bar en un estado de 40 °C y una entalpía de (a) 285,16 kJ/kg, y (b) 285,52 kJ/kg.

Solución

Datos. Refrigerante 134a a 40 °C y (a) $h = 285,16$ kJ/kg y (b) $h = 285,52$ kJ/kg.

Incógnita. La presión en bar.

Modelo. Datos tabulados del vapor sobrecalentado.

Metodología. Examinar la Tabla A.18 para la variación de los valores de la entalpía en función de la presión.

Análisis. Este problema aclara el punto de que *dos cualesquiera* propiedades independientes especifican el estado de una sustancia simple compresible. En este caso se busca P como función de T y h .

(a) Los datos del vapor sobrecalentado para el refrigerante 134a vienen dados en la Tabla A.18, con la temperatura como entrada para cualquier presión. Comenzando a 40 °C y la presión más baja (0,6 bar), se observa que la entalpía comienza con el valor 288,35 kJ/kg y que, para la misma temperatura, decrece según crece la presión. Si se continúa la lectura a presiones más altas, a 40 °C, se encuentra finalmente que $h = 285,16$ kJ/kg a 2,4 bar.

(b) El valor 285,52 kJ/kg para la entalpía está comprendido entre 2,0 y 2,4 bar a 40 °C. Haciendo una estimación mediante una interpolación lineal, se encuentra que:

$$\begin{aligned} P &= 2,0 \text{ bar} + (2,4 - 2,0) \text{ bar} \times \frac{285,52 - 285,88}{285,16 - 285,88} \\ &= (2,0 + 0,20) \text{ bar} = 2,20 \text{ bar} \end{aligned}$$

Así, cuando $h = 285,52$ kJ/kg a 40 °C, la presión es próxima a 2,20 bar.

Los ejemplos anteriores han ilustrado la utilización de las tablas de vapor saturado para determinar los valores de propiedades. En general, en la literatura las tablas de vapor sobrecalentado están dispuestas de manera similar, aunque en algunos casos las posiciones de la temperatura y de la presión están intercambiados.

3.6.2. TABLAS DE SATURACIÓN

Una tabla de saturación lista los valores de una propiedad específica (como v , u , h y s) para los estados de líquido saturado y de vapor saturado. Recuerdese que en el Apartado 3.3 las propiedades en estas dos fases se han señalado con los subíndices f y g respectivamente. Así, una propiedad específica cualquiera y en el estado de líquido saturado o de vapor saturado se escribe como y_f o y_g . Para la unidad de masa de una mezcla de dos fases, un valor medio de la propiedad y_x se determina sumando la contribución de las dos fases. Recuerdese (ver Ecuación [3.1]) que la calidad x se definió como el cociente entre la masa de vapor y la masa total de líquido más la de vapor. Así, para cada unidad de masa de mezcla, la contribución de la fase vapor es xy_g , en tanto que la de la fase líquida es $(1 - x)y_f$. Por consiguiente, la expresión de una propiedad específica de la mezcla y_x puede escribirse como:

$$y_x = (1 - x)y_f + xy_g \quad [3.4]$$

como se muestra en la Figura 3.11. De forma alternativa, si se designa la diferencia entre las propiedades del líquido saturado y del vapor saturado por el símbolo y_{fg} , esto es:

$$y_{fg} \equiv y_g - y_f \quad [3.5]$$

entonces, tomando como base la Ecuación [3.4], también se puede escribir:

$$y_x = y_f + x(y_g - y_f) = y_f + xy_{fg} \quad [3.6]$$

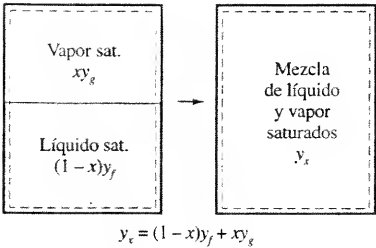


Figura 3.11. Ilustración de la evaluación de una propiedad específica de una mezcla líquido-vapor.

Las Ecuaciones [3.4] y [3.6] son equivalentes, y cada una de ellas puede utilizarse para evaluar un valor medio de la propiedad de una mezcla de líquido-vapor en equilibrio. En los análisis energéticos, los formatos más importantes de las Ecuaciones [3.4] y [3.6] son:

$$u_x = (1-x)u_f + xu_g = u_f + xu_{fg}$$

[3.7a]

$$h_x = (1-x)h_f + xh_g = h_f + xh_{fg}$$

[3.7b]

Como se señaló en la Ecuación [3.5], la diferencia entre las propiedades del vapor saturado y las del líquido saturado se ha simbolizado con el subíndice *fg*. La magnitud *h_{fg}* se llama **entalpía de vaporización**, o **calor latente de vaporización**. Representa la cantidad de energía requerida para vaporizar una unidad de masa de líquido saturado a una temperatura o presión dada. Es una propiedad termodinámica importante.

Cuando se aplica la Ecuación [3.6] al volumen específico, se puede escribir que:

$$v_x = (1-x)v_f + xv_g = v_f + xv_{fg}$$

[3.8a]

o reagrupando términos:

$$x = \frac{v_x - v_f}{v_{fg}}$$

[3.8b]

Este resultado tiene una clara interpretación en el diagrama *Pv* mostrado en la Figura 3.12. El numerador de la Ecuación [3.8b] es la distancia horizontal entre los puntos *f* y *m*, mientras que el denominador es la distancia entre los puntos *f* y *g*. Por tanto, la calidad viene dada por la razón de las distancias horizontales en la región húmeda. Un estado con una calidad del 50 por 100, por ejemplo, cae en el punto medio de la línea entre el líquido saturado y el vapor saturado a lo largo de una línea de presión constante cualquiera.

Las ecuaciones anteriores que contienen la calidad de una mezcla de líquido-vapor precisan también los datos de propiedades para los estados de saturación de dos fases. Los datos de saturación para *v*, *u*, *h* y *s* están tabulados teniendo como variable independiente bien la temperatura de saturación, bien la presión de saturación. En estas tablas, la variable independiente aparece en valores enteros. Recuerdese que, en sistemas en dos fases, fijando la temperatura automáticamente queda fijada la presión y viceversa. En algunos casos se dispone de dos tablas de saturación, una con la temperatura como variable independiente y otra con la presión como variable independiente. Aunque esto pueda aparecer como una du-



Adviértase la importancia del subíndice *fg* en los datos tabulados de saturación.

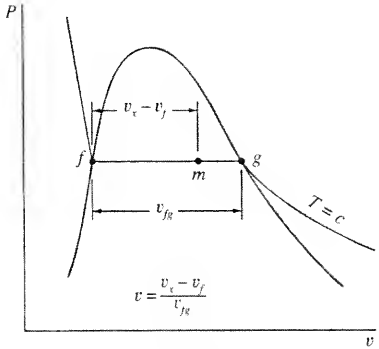


Figura 3.12. Interpretación gráfica de la calidad como función de propiedades específicas en un diagrama *Pv*.

plicación de los datos, es muy oportuno cuando se necesita una interpolación ya en *T* ya en *P*.

La Tabla 3.3 es un resumen de las propiedades del agua en saturación en función de valores enteros de la temperatura, en unidades SI y en unidades USCS. Datos más completos para el agua en saturación se dan en las Tablas A.12 y A.121 en función de la temperatura, y las Tablas A.13 y A.131 en función de la presión. Las tablas de saturación para el refrigerante 134a son las Tablas A.16, A.161, A.17 y A.171. Los datos de saturación para el nitrógeno aparecen en las tablas A.19 y A.191, mientras que para el potasio aparecen en las Tablas A.21 y A.211. Los siguientes ejemplos ilustran el uso de los datos a partir de las tablas de saturación para el agua y el refrigerante 134a.



Téngase en cuenta que los datos de saturación típicamente están tabulados para valores enteros de la presión o de la temperatura.

Tabla 3.3. Propiedades del líquido y vapor saturados para el agua

SI: <i>v</i> , m³/kg; <i>u</i> , kJ/kg; <i>h</i> , kJ/kg; <i>s</i> , kJ/kg · K							
Temperatura <i>T</i> , °C	Presión <i>P</i> , bar	Volumen específico		Entalpía		Entropía	
		Líquido* sat. <i>v_f</i> × 10³	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>
20	0,02339	1,0018	57,791	83,96	2.538,1	0,2966	8,6672
40	0,07384	1,0078	19,523	167,57	2.574,3	0,5725	8,2570
60	0,1994	1,0172	7,671	251,13	2.609,6	0,8312	7,9096
80	0,4739	1,0291	3,407	334,91	2.643,7	1,0753	7,6122
100	1,014	1,0435	1,673	419,04	2.676,1	1,3069	7,3549

Fuente: Resumen de la Tabla A.12.

* A 20 °C, por ejemplo, *v_f* × 10³ = 1,0018, o *v_f* = 1,0018 × 10⁻³.

USCS: <i>v</i> , ft³/lb _m ; <i>u</i> , Btu/lb _m ; <i>h</i> , Btu/lb _m ; <i>s</i> , Btu/lb _m · °R; <i>T</i> , °F; <i>P</i> , psia							
<i>T</i>	<i>P</i>	<i>v_f</i>	<i>v_g</i>	<i>h_f</i>	<i>h_g</i>	<i>s_f</i>	<i>s_g</i>
60	0,2563	0,01604	1.207	28,08	1.087,7	0,0555	2,0943
70	0,3632	0,01605	867,7	38,09	1.092,0	0,0746	2,0642
80	0,5073	0,01607	632,8	48,09	1.096,4	0,0933	2,0356
90	0,6988	0,01610	467,7	58,07	1.100,7	0,1117	2,0083
100	0,9503	0,01613	350,0	68,05	1.105,0	0,1296	1,9822

Fuente: Resumen de la Tabla A.121.

EJEMPLO 3.3

Determiné la presión en MPa y el cambio de volumen en metros cúbicos cuando 2 kg de agua líquida saturada se vaporizan completamente a (a) 100 °C, y (b) a 300 °C.

Solución

Datos. Dos kilogramos de agua líquida saturada a (a) 100 °C, y (b) a 300 °C.

Incógnitas. (a) La presión en MPa, (b) ΔV en m^3 para ambas temperaturas.

Modelo. Cambio de fase a temperatura constante.

Metodología. Hallar el cambio del volumen específico v_{fg} de las tablas de saturación y después multiplicar por la masa.

Análisis. La presión es la correspondiente a la saturación a la temperatura dada. El cambio de volumen durante la vaporización viene dado por $v_{fg} = v_g - v_f$.

(a) La presión de saturación a 100 °C, de la Tabla 3.3 o de la Tabla A.12, se encuentra que es 1,014 bar o 0,1014 MPa. En la misma tabla se encuentra que:

$$\Delta V = m(v_g - v_f) = 2,0 \text{ kg} \times (1,673 - 1,04) \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} = 3,344 \text{ m}^3$$

(b) A 300 °C la presión, a partir de la Tabla A.12, es 85,81 bar u 8,581 MPa. Así pues:

$$\Delta V = mv_{fg} = 2,0 \text{ kg} \times (21,67 - 1,40) \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} = 0,0406 \text{ m}^3$$

Comentario. Este problema demuestra el rápido decrecimiento de v_{fg} cuando la temperatura de saturación se aproxima al punto crítico a 374 °C, donde v_{fg} se hace cero. Los cambios de volumen a 100 °C y 300 °C difieren en un factor de 80. Esta tendencia, que es típica de las sustancias en general, se muestra también en la Figura 3.7 para el agua.

EJEMPLO 3.4

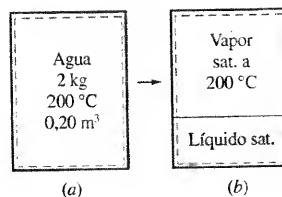


Figura 3.13. Esquema y datos del Ejemplo 3.4.

Dos kilogramos de agua a 200 °C están contenidos en un recipiente de 0,20 m^3 . Determiné (a) la presión, en bar, (b) la entalpía en kJ/kg, y (c) la masa y volumen de vapor en el interior del recipiente.

Solución

Datos. Agua en el estado mostrado en la Figura 3.13a.

Incógnitas. (a) P en bar; (b) h en kJ/kg; y (c) m y V de la fase vapor.

Modelo. Sistema de volumen constante.

Metodología. Usar los datos de volumen específico de las tablas de saturación para determinar si el estado pertenece a la región húmeda. Si así sucede, la presión queda determinada. Posteriormente determinar la calidad x y otras propiedades.

Análisis. Tomando como base los datos de la masa y el volumen, el volumen específico del sistema total vale $v = 0,20 \text{ m}^3/2,0 \text{ kg} = 0,1 \text{ m}^3/\text{kg}$. En la Tabla A.12, y a la temperatura dada, se leen los valores de v_f y de v_g resultando $1,1565 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ y $0,1274 \text{ m}^3/\text{kg}$ respectivamente. Debido a que el valor dado $0,1 \text{ m}^3/\text{kg}$ es un valor intermedio entre v_f y v_g , el agua es una mezcla de líquido-vapor, como se muestra en la Figura 3.13b.

(a) En una mezcla de dos fases, la presión es la presión de saturación a la temperatura dada. En este caso es 15,54 bar, como se lee en la columna 2 de la Tabla A.12.

(b) La entalpía específica de la mezcla se obtiene a partir de la Ecuación [3.5b], esto es:

$$h_x = h_f + x(h_g - h_f)$$

Sin embargo, esta ecuación exige el conocimiento de la calidad x . Ésta puede determinarse a partir del conocimiento de v_x , que es $0,1 \text{ m}^3/\text{kg}$. Así, de la Ecuación [3.6b]:

$$x = \frac{v_x - v_f}{v_g - v_f} = \frac{0,1 - 1,1565 \times 10^{-3}}{0,1274 - 1,1565 \times 10^{-3}} = \frac{0,9884}{0,1262} = 0,783$$

La entalpía específica es entonces:

$$h_x = 852,45 \text{ kJ/kg} + 0,783(1.940,7) \text{ kJ/kg} = 2.372 \text{ kJ/kg}$$

(c) La masa de vapor es $m_g = xm_{\text{tot}} = 0,783(2) \text{ kg} = 1,57 \text{ kg}$. Por tanto, el volumen ocupado por el vapor será:

$$V_g = m_g v_g = 1,57 \text{ kg} \times 0,1274 \text{ m}^3/\text{kg} = 0,1995 \text{ m}^3$$

Comentario. Como puede observarse, el vapor ocupa prácticamente todo el volumen del recipiente.

Tres kilogramos de agua líquida saturada están contenidos en un sistema de presión constante a 5 bar. Se añade energía al fluido hasta que se alcanza una calidad del 60 por 100. Determiné (a) la temperatura inicial, (b) la presión y temperatura finales, y (c) los cambios en el volumen y la entalpía.

Solución

Datos. Se suministra energía al agua líquida saturada. El proceso se muestra en la Figura 3.14.

Incógnitas. (a) T_1 en °C; (b) P_2 en bar, y (c) ΔV en m^3 y ΔH en kJ.

Modelo. Proceso a presión constante.

Metodología. Hacer uso de la tabla de saturación y la calidad conocida para hallar los datos inicial y final.

Análisis. (a) Hay una única temperatura para una presión dada en un estado de saturación. De la tabla de presión de saturación para el agua, Tabla A.13, se obtiene que la temperatura de saturación correspondiente a 5 bar es 151,9 °C.

(b) Dado que el fluido no está completamente vaporizado ($x = 0,6$), la presión y la temperatura permanecen iguales a sus valores iniciales de 5 bar y 151,9 °C.

(c) Los cambios en el volumen y en la entalpía se calculan a partir de las relaciones $\Delta V = m(v_2 - v_1)$ y $\Delta H = m(h_2 - h_1)$, donde 1 y 2 representan los estados inicial y final. Los valores iniciales específicos del volumen y de la entalpía se leen directamente de la Tabla A.13, como v_f y h_f . Estos valores son:

$$v_1 = v_f = 1,0926 \times 10^{-3} \quad \text{y} \quad h_1 = h_f = 640,23 \text{ kJ/kg}$$

Los valores de v_2 y h_2 deben calcularse considerando una mezcla líquido-vapor con una calidad del 60 por 100. Así:

$$\begin{aligned} v_2 &= v_f + xv_{fg} \\ &= 1,09 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} + 0,60(0,3749 - 1,1 \times 10^{-3}) \text{ m}^3/\text{kg} \\ &= 0,225 \text{ m}^3/\text{kg} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_2 &= h_f + xh_{fg} \\ &= 640,2 \text{ kJ/kg} + 0,60(2108,5) \text{ kJ/kg} \\ &= 1.905 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Por consiguiente:

$$\Delta V = 3 \text{ kg} \times (0,225 - 0,001) \text{ m}^3/\text{kg} = 0,672 \text{ m}^3$$

$$\Delta H = 3 \text{ kg} \times (1.905 - 640) \text{ kJ/kg} = 3.800 \text{ kJ}$$

EJEMPLO 3.5

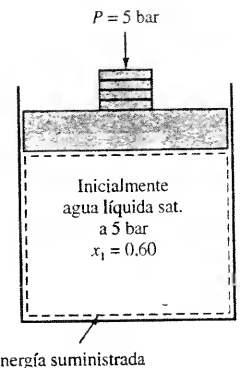


Figura 3.14. Esquema y datos del Ejemplo 3.5.

3.6.3. TABLA DE LÍQUIDO COMPRIMIDO O SUBENFRIADO

No hay gran cantidad de datos tabulados para líquidos comprimidos o subenfriados en la literatura. No obstante, al utilizarse el agua como fluido de trabajo en las plantas de potencia eléctricas, se dispone de datos suficientes de esta sustancia en la región de líquido. Los datos mostrados en la Tabla 3.4 se han tomado de recopilaciones más extensas que se encuentran en las Tablas A.15 y A.15I. La primera fila en los dos primeros conjuntos de datos (a 80 °C y 150 °F) son los datos del líquido saturado a esas temperaturas. Se observa que, a una temperatura dada, la variación con la presión de los valores de las propiedades del líquido comprimido es *pequeña*. Por ejemplo, haciendo uso de los datos del agua en el estado de líquido saturado a 80 °C y 0,4739 bar como una aproximación para el estado de líquido comprimido a 80 °C y 100 bar, se comete un error de 0,45, 0,68, 2,3 y 0,61 por 100 en los valores de v , u , h y s respectivamente.

Cuando se disponga de información experimental de los datos del líquido comprimido, ésta es la que se deberá utilizar. No obstante, ante la ausencia de tales datos, la comparación anterior señala una regla general de aproximación:

Los datos del líquido comprimido en muchos casos pueden aproximarse por los valores de la propiedad en el estado de líquido saturado a una temperatura dada.

Esta afirmación implica simplemente que los datos del líquido comprimido son más dependientes de la temperatura que de la presión. El tercer conjunto de datos de la Tabla 3.4 a 50 bar ilustra la *gran* influencia de la temperatura en los valores de las propiedades del líquido comprimido. Para grandes diferencias de presión entre los estados de líquido saturado y líquido comprimido, deben corregirse los valores de la entalpía del líquido saturado por su dependencia con la

Tabla 3.4. Propiedades del agua líquida comprimida

SI: Datos a 80 °C				
P , bar	v , m ³ /kg	u , kJ/kg	h , kJ/kg	s , kJ/kg · K
0,474 (sat.)	0,001029	334,86	334,91	1,0753
50	0,001027	333,72	338,85	1,0720
100	0,001025	332,59	342,83	1,0688
USCS: Datos a 150 °F				
P , psia	v , ft ³ /lb _m	u , Btu/lb _m	h , Btu/lb _m	s , Btu/lb _m · °R
3,722 (sat.)	0,01634	117,95	117,96	0,2150
500	0,01632	117,66	119,17	0,2146
1000	0,01629	117,38	120,40	0,2141
SI: Datos a 50 bar				
T , °C	v , m ³ /kg	u , kJ/kg	h , kJ/kg	s , kJ/kg · K
20	0,9995	83,65	88,65	0,2956
100	1,0410	417,52	422,72	1,3030
200	1,1530	848,1	853,9	2,3255
264 (sat.)	1,3187	1.205,4	1.213,4	3,0267

Fuente: Extraído de las Tablas A.15 y A.15I.



Adviértase el método de aproximación para determinar los datos de líquido comprimido o subenfriado.

presión. Un método simple de hacer esta corrección de los datos de h_f se analiza en el Apartado 4.5.2.

Obténgase el cambio de energía interna y de la entalpía específicas del agua para un cambio de estado desde 40 °C, 25 bar hasta 80 °C, 75 bar, utilizando (a) la tabla de líquido comprimido, y (b) la regla de aproximación, utilizando los datos de saturación.

Solución

Datos. Cambios de estado de la sustancia agua como se muestra en el diagrama PT en la Figura 3.15.

Incógnitas. Δu y Δh con (a) la tabla de líquido comprimido, y (b) los datos de líquido saturado.

Modelo. Datos de las tablas de líquido comprimido.

Análisis. En la Tabla A.13 se lee que la temperatura de saturación a 25 bar es 224 °C, y a 75 bar 290 °C. La temperatura real en los dos estados es menor que la de saturación para la presión dada. Por tanto, ambos estados son de líquido subenfriado (comprimido).

(a) Los datos para el agua líquida comprimida se dan en la Tabla A.15. De esta tabla se obtiene que:

$$u_2 - u_1 = (333,15 - 167,25) \text{ kJ/kg} = 165,90 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 - h_1 = (340,84 - 169,77) \text{ kJ/kg} = 171,07 \text{ kJ/kg}$$

(b) Con el método de aproximación, se utilizan los valores de u_f y h_f a las temperaturas especificadas y se ignoran los datos de presión. El uso de la Tabla A.12 lleva a:

$$u_2 - u_1 = (334,86 - 167,56) \text{ kJ/kg} = 167,50 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 - h_1 = (334,91 - 167,57) \text{ kJ/kg} = 167,34 \text{ kJ/kg}$$

Comentario. En ausencia de datos de líquido comprimido, el uso de los datos de saturación origina una respuesta que en este caso tiene un error del 0,84 por 100 en la energía interna, mientras que es 2,2 por 100 el error en la entalpía. El error en v es análogo al de la energía interna.

3.6.4. ESTADO DE REFERENCIA Y VALORES DE REFERENCIA

Las propiedades P , v y T son propiedades directamente mensurables. Sin embargo, los valores de u , h y s no son directamente mensurables, pero se determinan a partir de relaciones de propiedades basadas en la primera y segunda ley de la termodinámica. Estas relaciones proporcionan sólo cambios en los valores de las propiedades. Para poder asignar un valor numérico a un estado concreto, se debe elegir un *valor de referencia* en un *estado de referencia*. En las tablas de propiedades termodinámicas del agua, por ejemplo, es práctica común poner h_f y s_f nulas en el punto triple. Para los refrigerantes, lo que es normal es asignar el valor cero a h_f y s_f a -40 °C (-40 °F). Esto origina un valor negativo de u_f a esta temperatura. Adviértase que en la Tabla A.19 del Apéndice aparecen algunos valores negativos de u_f y h_f para el nitrógeno debido a la elección del estado de referencia. La elección del valor de referencia en el estado de referencia lo realiza el (los)

EJEMPLO 3.6

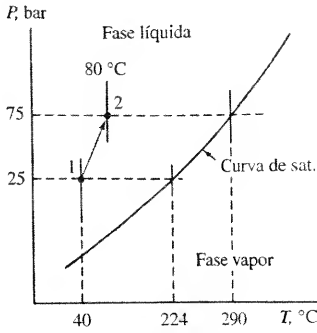


Figura 3.15. Ilustración del cambio de estado en el Ejemplo 3.6.



Téngase en cuenta que los valores de v , u y h en las tablas tienen valores de referencia arbitrarios.

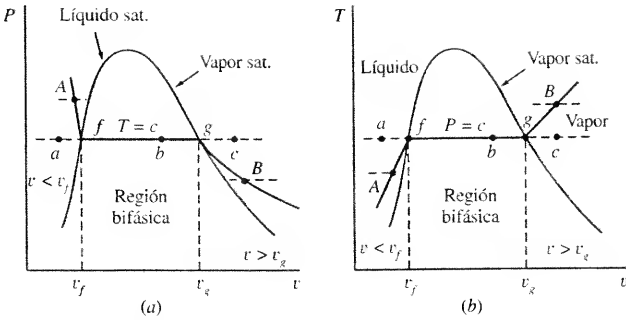


Figura 3.16. Ilustración de la técnica de selección de la tabla de propiedades para la adquisición de datos.

autor(res) de la tabla. La elección es arbitraria y poco importante, debido a que las leyes primera y segunda precisan el conocimiento de los cambios del valor de las propiedades.

3.6.5. SELECCIÓN DE LOS DATOS APROPIADOS DE LAS PROPIEDADES

En este texto se dispone de las tablas tanto de saturación como del vapor sobrecalentado para sustancias de interés. Basándose en los datos de alguna propiedad dada, puede haber alguna dificultad para saber qué tabla contiene los datos de las otras propiedades para ese estado. A menudo los datos dados incluyen la temperatura o la presión y otro valor de una propiedad como v , u , h o s . Como regla general, el método mejor en la búsqueda de datos es examinar en primer lugar las tablas de saturación.

Los esquemas en los diagramas Pv y Tr de la Figura 3.16 ilustran la técnica cuando P y v o T son los datos de entrada. (La misma aproximación es válida cuando se conoce u , h o s en lugar de v .) A una P (o T) dada, se utilizan las tablas de saturación para determinar los valores de v_f y v_g . Si el valor dado de v cae entre los valores de v_f y v_g , entonces el sistema es una mezcla de dos fases, como se muestra con el punto b en los diagramas. La temperatura (o presión) es la correspondiente a su valor en saturación. La calidad y las otras propiedades se calculan con la Ecuación [3.6]. Si el volumen específico conocido es menor que v_f , entonces la sustancia se encuentra en un estado de líquido comprimido o subenfriado, como se señala con el punto a en las figuras. Cuando $v > v_g$, el estado corresponde a vapor sobrecalentado. Éste está señalado como punto c en la Figura 3.16. Los datos para este estado se encuentran entonces en la tabla de vapor sobrecalentado. Puede ser necesaria una interpolación de los datos.

Recuérdese que en un estado en saturación la presión y la temperatura no son propiedades independientes. Si la presión y temperatura son los datos de entrada, entonces el estado de la sustancia será generalmente o líquido comprimido (subenfriado) o vapor sobrecalentado, como se muestra con los estados A y B en la Figura 3.16. Los siguientes ejemplos ilustran la adquisición de datos cuando la condición de la sustancia no está identificada.

EJEMPLO 3.7

Determinense las propiedades que faltan y la condición de fase para varios estados del agua mostrados en negrita en la tabla siguiente:

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m ³ /kg	<i>u</i> , kJ/kg	Calidad	Condición
(a)	3,0	(160)	0,651	(2.587,1)	(NP)	(sobrecalentado)
(b)	(4,758)	150	(0,3199)	2.200	(0,814)	(vapor húmedo)
(c)	25	100	(0,0010423)	(418,24)	(NP)	(líquido comprimido)

Solución

Datos. Agua a (a) 3,0 bar, 0,651 m³/kg; (b) 150 °C, $u = 2.200$ kJ/kg; (c) 25 bar, 100 °C.

Incógnitas. El resto de propiedades para cada uno de los estados de la lista: P , T , v y u , y una descripción (condición) de la fase.

Modelo. Datos de saturación, vapor sobrecalentado y líquido comprimido.

Metodología. Utilizar los datos de la tabla de saturación para establecer la condición física del estado dado.

Análisis. Las respuestas a las siguientes preguntas aparecen entre paréntesis en la tabla. Una respuesta señalada (NP) indica una respuesta no pertinente.

(a) De la Tabla A.13, los valores de v_f y v_g a 3,0 bar son $1,0732 \times 10^{-3}$ y 0,6058 respectivamente. El volumen específico real es 0,651 m³/kg. Por tanto, la condición del fluido es vapor sobrecalentado, ya que $v > v_g$. A 3,0 bar en la Tabla A.14 para vapor sobrecalentado, el volumen específico dado coincide con una temperatura de 160 °C. Por tanto, $u = 2.587,1$ kJ/kg.

(b) Haciendo uso de la Tabla A.12, para una temperatura de saturación de 150 °C, los valores de u_f y u_g son respectivamente 631,68 y 2.559,5 kJ/kg. Como $u_f < u < u_g$, la condición es una mezcla de dos fases y la presión P_{sat} es 4,758 bar. Para hallar el volumen específico se necesita en primer lugar evaluar la calidad. De la Ecuación [3.7a]:

$$x = \frac{u - u_f}{u_g - u_f} = \frac{2.200,0 - 631,68}{2.559,5 - 631,68} = 0,814$$

Por consiguiente, de la Ecuación [3.8a]:

$$v = v_f + xv_{fg} = [1,09 + 0,814(392,8 - 1,09)] \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} = 0,3199 \text{ m}^3/\text{kg}$$

La entalpía puede calcularse mediante un cálculo similar.

(c) A 25 bar, la temperatura de saturación de la Tabla A.13 es 224 °C. Como la temperatura real es 100 °C, el fluido está subenfriado. Análogamente, a 100 °C la presión de saturación de la Tabla A.12 es 1,014 bar. Como la presión real es 25 bar, el fluido es un líquido comprimido. Utilizando la Tabla A.15 para un líquido comprimido o subenfriado se tiene que $v = 1,0423 \times 10^{-3}$ m³/kg y $u = 418,24$ kJ/kg.

Comentario. Al no disponerse de una tabla de líquido comprimido, las respuestas a la parte c pueden aproximarse por los datos del líquido saturado a la temperatura dada (haciendo caso omiso del valor de la presión). En este caso $v_f = 1,0435 \times 10^{-3}$ m³/kg y $u_f = 418,94$ kJ/kg. Estos últimos valores difieren en un 0,12 y un 0,17 por 100 respectivamente de los datos de líquido comprimido.

3.7. DATOS DE LAS TABLAS Y ANÁLISIS ENERGÉTICO DE UN SISTEMA CERRADO

En el apartado precedente se ha descrito el formato utilizado en general en la literatura para presentar los datos de las propiedades en forma de tablas para sustancias simples compresibles. Ese análisis cubre los estados de vapor sobrecalentado, líquido comprimido y saturación. Se está ahora en disposición para emplear los datos de esas tablas para resolver los problemas que incluyen el principio de conservación de la energía para sistemas cerrados. Los siguientes ejemplos ilustran también la utilidad de los diagramas de propiedades en el análisis de sistemas.

EJEMPLO 3.8

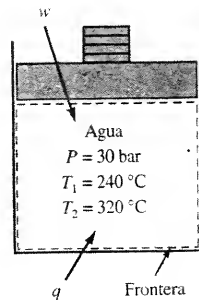


Figura 3.17. Esquema y datos del Ejemplo 3.8.

Un dispositivo cilindro-émbolo con un peso contiene agua a 30 bar y 240 °C. El agua se calienta lentamente a presión constante hasta que la temperatura alcanza el valor de 320 °C. Determinese (a) el trabajo requerido para elevar el émbolo y el peso, y (b) el calor que es necesario transferir, en kJ/kg.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua. Ésta se calienta lentamente hasta 320 °C, como se muestra en la Figura 3.17.

Incógnitas. (a) w , y (b) q , en kJ/kg.

Modelo. Sistema cerrado; se desprecia la variación de energía mecánica; proceso cuasiestático y a presión constante.

Metodología. Se conocen los estados inicial y final y la presión es constante. Calcular el trabajo de expansión mediante la integral de $P dv$. Evaluar los valores de la energía interna a partir de las tablas, y después utilizar el balance energético para hallar el calor transferido.

Análisis. El sistema es el agua del interior del dispositivo. La frontera del sistema se señala con línea de trazos en la Figura 3.17. Los estados inicial y final se determinan confrontando en primer lugar la tabla de saturación, Tabla A.13. A 30 bar, la temperatura de saturación es 233,9 °C. Dado que la temperatura del sistema es siempre mayor que este valor, el agua permanece como vapor sobrecalentado durante el proceso. Sin embargo, el estado inicial está próximo a la línea de saturación. El diagrama Pv se muestra en la Figura 3.18, y en él se ilustra el camino del proceso del suministro lento del calor que se ha supuesto que es de cuasiequilibrio.

(a) El balance energético para el proceso con base en la unidad de masa es:

$$q + w = \Delta u + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Como se desprecia la variación de energía mecánica, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$. Los estados inicial y final son conocidos, por tanto, Δu puede obtenerse de la tabla de vapor sobrecalentado. Sin embargo, q y w son desconocidos. Como no se dispone de otra ecuación para evaluar q , la única solución es evaluar en primer lugar w mediante una ecuación independiente. El trabajo comunicado durante un proceso de cuasiequilibrio viene dado por la integral de $-P dv$. Como la presión es constante, se obtiene para el trabajo $-P(v_2 - v_1)$. Los valores del volumen específico de la Tabla A.14 son $v_1 = 0,0682$ y $v_2 = 0,0850$ m³/kg. Utilizando la relación $w = -P\Delta v$, se obtiene:

$$\begin{aligned} w &= -30 \text{ bar} \times (0,0850 - 0,0682) \text{ m}^3/\text{kg} \times 100 \text{ kJ} \cdot \text{bar} \cdot \text{m}^3 \\ &= -50,4 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El signo negativo indica que el trabajo es comunicado por el sistema al entorno.

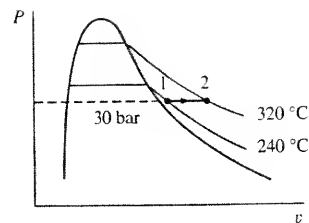


Figura 3.18. Gráfico Pv del proceso del Ejemplo 3.8.

(b) A partir del balance energético, el calor transferido viene dado por la relación:

$$q = \Delta u - w = \Delta u + P\Delta v$$

Los valores de la energía interna específica son, de la Tabla A.14, $u_1 = 2.619,7$ kJ/kg y $u_2 = 2.788,4$ kJ/kg. El balance energético muestra ahora que:

$$q = 2.788,4 - 2.619,7 + 50,4 = 219,1 \text{ kJ/kg}$$

El valor positivo indica que el calor se transfiere hacia el sistema.

El calor transferido en este proceso cuasiestático y a presión constante puede también obtenerse haciendo uso de los datos de entalpía. A partir de la definición $h = u + Pv$, se encuentra que en general:

$$dh = du + d(Pv) = du + Pdv + v dP$$

Pero, para un proceso a *presión constante*, el término $v dP$ es nulo. Bajo esta condición, $dh = du + P dv = \delta q$. Por tanto, para un proceso finito $q = \Delta h$, si el proceso es de cuasiequilibrio, a presión constante y la única interacción trabajo es debida a un cambio en el volumen. Utilizando los datos para la entalpía de la Tabla A.14, se obtiene que el calor transferido en este caso es:

$$q = h_2 - h_1 = (3.043,4 - 2.824,3) \text{ kJ/kg} = 219,1 \text{ kJ/kg}$$

Es la misma respuesta que anteriormente. Aunque el calor transferido se obtiene de forma más directa por este camino, se pierde información sobre la contribución individual de Δu y de w .

Comentario. Este ejemplo introduce el uso de la función entalpía en el cálculo del calor transferido en un proceso de cuasiequilibrio y a presión constante. Este es el único caso especial para sistemas cerrados en el que es útil la función entalpía. Partiendo siempre de los principios básicos, se puede evitar la utilización de ecuaciones sometidas a restricciones en una situación difícil.

Un depósito rígido contiene en su interior refrigerante 134a inicialmente a 2,8 bar y 100 °C. Se extrae calor del refrigerante hasta que la presión del interior cae hasta 2,4 bar. Durante el proceso, en el interior del depósito se hace girar una rueda de paletas con un momento constante de 0,6 N · m durante 300 revoluciones. Si el sistema contiene 0,10 kg, calcúlese el calor transferido necesario, en kJ.

Solución

Datos. Refrigerante 134a en el interior de un depósito rígido. Se extrae calor y se suministra trabajo por medio de un eje, como se muestra en la Figura 3.19.

Incógnitas. Q en kJ.

Modelo. Sistema cerrado; se desprecia la variación de energía mecánica; el volumen y el par son constantes.

Metodología. El calor transferido puede obtenerse a partir del balance energético a un sistema cerrado una vez que el trabajo del eje (rueda de paletas) y la variación de energía interna se han determinado independientemente.

Análisis. Considerando como sistema el refrigerante del interior del depósito, el balance energético se escribe de la forma:

$$Q + W_{\text{eje,ent}} + W_f = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p = m(u_2 - u_1)$$

EJEMPLO 3.9

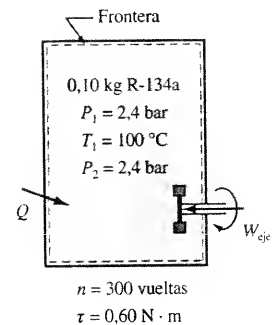


Figura 3.19. Esquema y datos del Ejemplo 3.9.

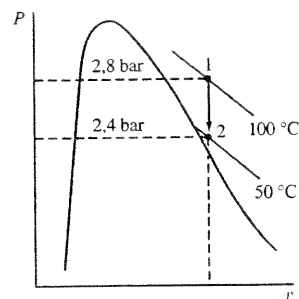


Figura 3.20. Gráfico Pv del proceso del Ejemplo 3.9.

Como PdV es nulo, ya que el volumen permanece fijo, también son nulos ΔE_c y ΔE_p , el balance energético se reduce a:

$$Q = m(u_2 - u_1) - W_{\text{mp}}$$

donde los subíndices 1 y 2 representan los estados inicial y final. El estado inicial se obtiene observando que la temperatura de saturación a 2,8 bar, de la Tabla A.17, es $-5,37^\circ\text{C}$. Por tanto, el estado inicial estará en la región de vapor sobrecalentado. De las tablas del vapor sobrecalentado (Tabla A.18), se obtiene que:

$$u_1 = 312,98 \text{ kJ/kg} \quad y \quad v_1 = 0,10587 \text{ m}^3/\text{kg}$$

El valor de v_1 es importante, ya que, para un sistema rígido, $v_2 = v_1$. Por consiguiente, el estado final tiene una presión de 2,4 bar y un volumen específico de $0,10587 \text{ m}^3/\text{kg}$. A 2,4 bar, y de los datos en saturación de la Tabla A.17, se halla que v_g es sólo $0,0834 \text{ m}^3/\text{kg}$. Así, el estado final pertenecerá también a la región de vapor sobrecalentado. En la Tabla A.18 se encuentra que, a 2,4 bar, a un valor del volumen específico de $0,10587 \text{ m}^3/\text{kg}$ le corresponde aproximadamente $50,7^\circ\text{C}$, interpolando linealmente. Mediante una interpolación similar, $u_2 = 269,69 \text{ kJ/kg}$. El diagrama Pv de la Figura 3.20 muestra el camino vertical por encima de la línea de vapor saturado.

Para completar el análisis se necesita el valor del trabajo de la rueda de paletas. Del análisis del Capítulo 2, el trabajo mecánico de rotación viene dado por $\tau\theta$ cuando τ es constante; θ debe expresarse en radianes. Así, para 300 revoluciones:

$$W_{\text{mp}} = 0,60 \text{ N} \cdot \text{m} \times 300(2\pi) = 1,131 \text{ N} \cdot \text{m} = 1,131 \text{ kJ}$$

Al sustituir los valores de u y W en la ecuación de la energía se obtiene:

$$Q = 0,1 \text{ kg} \times (269,69 - 312,98) \text{ kJ/kg} - 1,13 \text{ kJ} = -5,46 \text{ kJ}$$

Comentario. La interacción calor debe contabilizar no sólo el decrecimiento de la energía interna del fluido, sino también la energía suministrada en forma de trabajo de la rueda de pletas (eje).

EJEMPLO 3.10

En un dispositivo cilindro-émbolo se enfría refrigerante 134a desde un estado inicial de 6 bar y 60°C hasta un estado final de líquido saturado a la misma presión. Determínese (a) el trabajo, y (b) el calor transferido en el proceso en kJ/kg.

Solución

Datos. Refrigerante 134a que se enfría en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo hasta que alcanza el estado de líquido saturado. Un esquema del dispositivo con los datos iniciales y el diagrama Pv con el proceso se muestra en la Figura 3.21.

Incógnitas. (a) w , y (b) q en kJ/kg.

Modelo. Sistema cerrado; se desprecia la variación de energía mecánica; proceso cuasiestático a presión constante.

Metodología. Los estados inicial y final son conocidos. Por tanto, el trabajo debido a la variación en el volumen se obtiene de integrar $-Pdv$ a presión constante, y los valores de la energía interna se leen directamente de la tabla apropiada. La ecuación de conservación de la energía conduce al calor transferido.

Análisis. (a) La única interacción de trabajo es debida al cambio en el volumen y viene dada por la integral de $-Pdv$ si se supone que el proceso es de cuasiequilibrio. Además, la presión permanece constante. Por consiguiente, el conocimiento de los volúmenes inicial y final es suficiente para evaluar w . A 6 bar la temperatura de saturación es $21,58^\circ\text{C}$ (Tabla A.17). Así pues, el estado inicial de 60°C es de vapor saturado, como se muestra en el diagrama Pv de la Figura 3.21. De la tabla de vapor sobrecalentado (Tabla A.18),

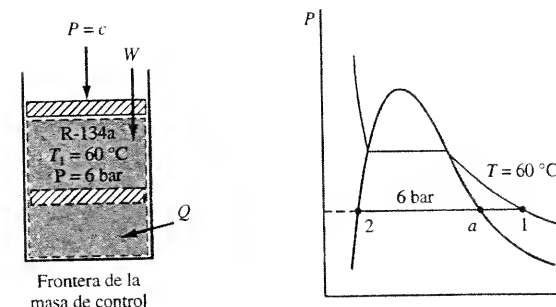


Figura 3.21. Esquema y diagrama Pv del Ejemplo 3.10.

$v_1 = 0,04134 \text{ m}^3/\text{kg}$ y de la tabla de saturación entrando con la presión (Tabla A.17), $v_2 = v_f = 0,8196 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$ a 6 bar. Por tanto, a presión constante:

$$\begin{aligned} w &= \int Pdv = -P(v_2 - v_1) \\ &= -6 \text{ bar} \times (41,34 - 0,8196) \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \times 100 \text{ kJ/1 bar} \cdot \text{m}^3 \\ &= 24,3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

(b) Al ser la variación de energía mecánica nula ($\Delta e_c = \Delta e_p = 0$), el principio de conservación de la energía se reduce a:

$$q + w_{\text{comp}} = \Delta u$$

El valor de q puede obtenerse directamente de esta ecuación, ya que la variación de energía interna está fijada por los estados extremos y éstos se conocen. De la Tabla A.17 a 6 bar y 60°C , $u_1 = 273,54 \text{ kJ/kg}$ y de la Tabla A.18 a 6 bar, $u_2 = u_f = 78,99 \text{ kJ/kg}$. Por tanto:

$$\begin{aligned} q &= u_2 - u_1 - w \\ &= (78,99 - 273,54) \text{ kJ/kg} - 24,3 \text{ kJ/kg} = -218,9 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

La respuesta es negativa, como era de esperar, ya que se debe extraer calor para condensar el vapor.

Comentario. La ecuación de la energía para un proceso cuasiestático a presión constante puede también escribirse como $q = \Delta u + P\Delta v = \Delta h$. Con esta forma especial del balance de energía no se necesita calcular w y Δu por separado si sólo se requiere el valor de la cantidad del calor transferido. Para este problema particular, $q = h_2 - h_1 = (79,48 - 298,35) \text{ kJ/kg} = -218,9 \text{ kJ/kg}$, coincidente con el valor anteriormente calculado. Se debe resaltar que la extracción de calor entre los estados a y 2 mostrados en el diagrama Pv es igual a $-h_{fg}$, la entalpía de vaporización cambiada de signo. Como la ecuación de la energía muestra que en un cambio de fase líquido-vapor $\Delta h = q$, es fácil ver por qué a h_{fg} se la conoce también como «calor» latente de vaporización.

Un depósito rígido y térmicamente aislado contiene 0,1 kg de agua a 3 bar y $76,3^\circ\text{C}$ por 100 de calidad. Una rueda de paletas gira en el interior del tanque movida por un motor externo hasta que el agua pasa a vapor saturado. Determínese (a) el trabajo en eje necesario en kJ, y (b) la presión y temperatura finales del agua.

EJEMPLO 3.11

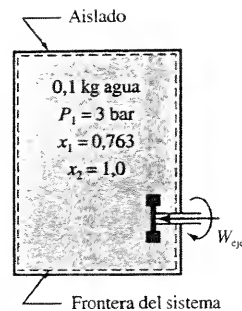


Figura 3.22. Esquema y datos del Ejemplo 3.11.

Solución

Datos. 0,1 kg de agua contenida en un tanque rígido es agitada por una rueda de paletas. Un esquema del dispositivo con los datos apropiados se muestra en la Figura 3.22.

Incógnitas. (a) W_{tp} en kJ, y (b) P_2 y T_2 .

Modelo. Sistema cerrado; tanque rígido y térmicamente aislado.

Metodología. Como no se dan los datos sobre el funcionamiento de la rueda de paletas, el trabajo de ésta debe obtenerse a partir del análisis energético del sistema.

Análisis. La frontera del sistema se ha elegido de modo que coincida con el interior del depósito, como se muestra en la Figura 3.22. El agua se supone una sustancia simple compresible, y durante el proceso, al existir esfuerzos viscosos, no está en equilibrio. Sin embargo, los estados finales se toman como estados de equilibrio. Para este sistema se puede suponer que $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$, por lo que la ecuación de la energía queda:

$$Q + W = \Delta U$$

No tiene lugar ni transferencia de calor ni de trabajo PdV debido a las restricciones del sistema (rígido y aislado térmicamente), aun cuando se comunica trabajo al sistema por la acción de la rueda de paletas, de modo que la ecuación anterior se reduce a:

$$W_{\text{tp}} = \Delta U = U_2 - U_1 = m(u_2 - u_1)$$

El requisito de trabajo en eje se determina con la evaluación de la energía interna específica de los estados inicial y final. El valor inicial de u se obtiene de los datos de la tabla de saturación (tabla de presiones, Tabla A.13), junto con las ecuaciones de las propiedades intensivas expresadas en función de la calidad x . Esto es, para 3 bar y $x = 0,763$ se obtiene que:

$$u_1 = u_f(1 - x) + u_g x = [561,2(0,237) + 2.543,6(0,763)] \text{ kJ/kg} = 2.074 \text{ kJ/kg}$$

Para hallar el estado final se observa que el valor del volumen específico final es el mismo que el inicial, ya que el tanque es rígido y cerrado. El volumen específico inicial es:

$$\begin{aligned} v_1 &= v_f(1 - x) + v_g x \\ &= [1,073(0,237) + 605,8(0,763)] \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \\ &= 0,4625 \text{ m}^3/\text{kg} \end{aligned}$$

Así, el estado final es un estado de vapor saturado cuyo volumen específico vale 0,4625 m³/kg.

Del diagrama Pv de la Figura 3.23 se observa que al pasar a v constante desde la región húmeda a 3 bar y calidad 76,3 por 100 hasta el estado de vapor saturado, la presión final debe ser mayor que 3 bar. De la tabla de saturación (tabla de presiones), Tabla A.13, se obtiene que el valor de $v_g = 0,4625 \text{ m}^3/\text{kg}$ corresponde a una presión de 4 bar y a una temperatura de saturación de 143,6 °C. En este estado final la energía interna específica vale 2.553,6 kJ/kg. Así, el trabajo que debe suministrar la rueda de paletas es:

$$\begin{aligned} W_{\text{tp}} &= m(u_2 - u_1) \\ &= 0,1 \text{ kg} \times (2.553,6 - 2.074) \text{ kJ/kg} = 48,0 \text{ kJ} \end{aligned}$$

El valor del trabajo de la rueda de paletas es positivo, ya que el trabajo se comunica al sistema por el eje rotatorio.

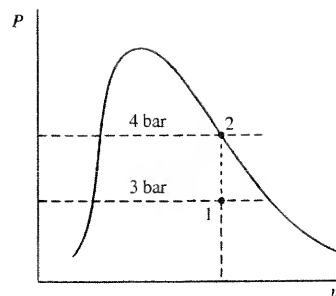


Figura 3.23. Gráfico Pv del proceso del Ejemplo 3.11.

Un dispositivo cilindro-émbolo con un volumen inicial de 0,01 m³ está lleno de refrigerante 134a en estado de vapor saturado a 16 °C. El refrigerante se comprime hasta que se alcanza un estado a 9 bar y 60 °C. Durante el proceso de compresión se pierden 0,44 kJ en forma de calor. Calcúlese el trabajo de compresión requerido en kJ.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a. Un esquema del sistema con los datos apropiados se muestra en la Figura 3.24.

Incógnitas. El trabajo de compresión en kJ.

Modelo. Sistema cerrado; proceso de compresión.

Metodología. El trabajo de compresión no puede obtenerse a partir de la integración de $-PdV$, ya que no se conoce la relación entre la presión y el volumen. Por tanto, debe calcularse del balance energético.

Análisis. El sistema es la región del interior de la línea discontinua de la Figura 3.24. El principio de conservación de la energía para una sustancia simple compresible entre dos estados de reposo puede escribirse en la forma:

$$W_{\text{comp,exp}} = \Delta U - Q = m(u_2 - u_1) - Q$$

Se conocen los estados inicial y final de la sustancia. La masa del sistema se obtiene de la relación básica $m = V/v$, evaluada en el estado inicial. De la Tabla A.16 se obtiene para el estado inicial de saturación que $v_1 = v_g = 0,0405 \text{ m}^3/\text{kg}$ a 16 °C. Así pues:

$$m = \frac{V}{v} = \frac{0,01 \text{ m}^3}{0,0405 \text{ m}^3/\text{kg}} = 0,247 \text{ kg}$$

El valor de u_1 es el de u_g a 16 °C, esto es, 235,78 kJ/kg. Para hallar el estado 2, adviértase que la temperatura de saturación a 9 bar, de la Tabla A.17, vale sólo 35,53 °C. Por tanto, el estado de la sustancia a 9 bar y 60 °C corresponde a vapor sobrecalentado. De la Tabla A.18 se encuentra que $u_2 = 269,72 \text{ kJ/kg}$.

La sustitución de los datos dados y los obtenidos proporciona:

$$\begin{aligned} W_{\text{comp,exp}} &= m(u_2 - u_1) - Q \\ &= 0,247 \text{ kg} \times (269,72 - 235,78) \text{ kJ/kg} + 0,44 \text{ kJ} \\ &= (8,38 + 0,44) \text{ kJ} = 8,82 \text{ kJ} \end{aligned}$$

La pérdida de calor en este caso es aproximadamente sólo el 5 por 100 del trabajo requerido. El esquema del proceso en el diagrama Pv de la Figura 3.25 muestra la disminución del

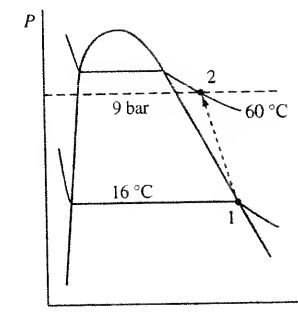


Figura 3.25. Gráfico del proceso del Ejemplo 3.12 en un diagrama Pv .

EJEMPLO 3.12

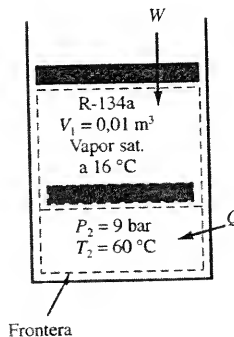


Figura 3.24. Esquema y datos del Ejemplo 3.12.

volumen según se comprime el vapor desde la saturación al estado final de vapor sobrecalentado.

Comentario. El camino del proceso en el diagrama Pv se muestra con una línea a trazos, ya que se desconoce el camino real.

EJEMPLO 3.13

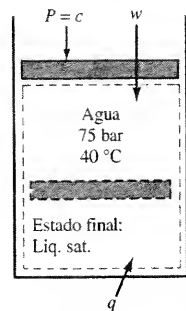


Figura 3.26. Esquema y datos del Ejemplo 3.13.

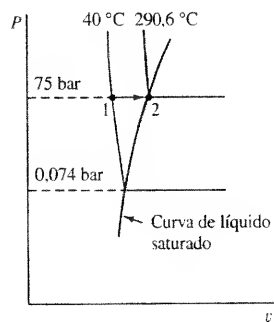


Figura 3.27. Gráfico Pv del proceso del Ejemplo 3.13.

Agua líquida en estado de líquido comprimido a 75 bar y 40 °C se calienta cuasiestáticamente y a presión constante hasta que se alcanza el estado de líquido saturado. Calcúlese el calor, en kJ/kg, que es necesario suministrar.

Solución

Datos. Agua en estado de líquido comprimido se calienta a presión constante. Un esquema está dado en la Figura 3.26.

Incógnitas. q en kJ/kg.

Modelo. Sistema cerrado; proceso a presión constante y de cuasiequilibrio.

Metodología. El valor de la interacción calor debe obtenerse de un análisis apropiado, que en este caso incluye el término de trabajo PdV y la variación de energía interna.

Análisis. El camino del proceso se muestra en el diagrama Pv de la Figura 3.27, en la que la región próxima a la línea de líquido saturado se ha agrandado suficientemente. A presión constante el trabajo de expansión en cuasiequilibrio viene dado por $w = -\int Pdv = -P\Delta v$. Por tanto, el calor suministrado al sistema resulta:

$$q = \Delta u - w = \Delta u + P\Delta v = \Delta h$$

Los estados inicial y final son conocidos. La entalpía inicial para el líquido comprimido a 75 bar y 40 °C se lee en la Tabla A.15 y resulta 174,18 kJ/kg. La temperatura del estado final de líquido saturado, de la Tabla A.15 (o interpolando en la Tabla A.13), resulta 290,59 °C y la entalpía 1.292,2 kJ/kg. Por consiguiente:

$$q = h_2 - h_1 = (1.292,2 - 174,2) \text{ kJ/kg} = 1.118,0 \text{ kJ/kg}$$

Este valor grande de q se debe al hecho de que el cambio de temperatura durante el proceso está por encima de 250 °C. El valor de q también se podría haber calculado a partir de la suma de Δu y $P\Delta v$.

Comentario. Si no se dispusiese de los datos del líquido comprimido, la entalpía inicial se podría aproximar por la entalpía del líquido saturado a 40 °C, que es 167,57 kJ/kg. En este caso el calor transferido sería $(1.292,2 - 167,6) \text{ kJ/kg} = 1.124,6 \text{ kJ/kg}$. Es aproximadamente un 0,6 por 100 mayor que el valor obtenido utilizando los datos de líquido comprimido.

3.8. LAS CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS

Además de las propiedades —presión P , temperatura T , volumen específico v , energía interna u y entalpía h — es necesario definir y referirse a otras propiedades de interés —la capacidad térmica específica a presión constante c_p y la capacidad térmica específica a volumen constante c_v —. Con base en el postulado de estado para una sustancia simple, la relación de una propiedad x entre las propiedades independientes y y z puede expresarse de forma general como $x = f(y, z)$. El cambio diferencial dx está escrito en forma de diferencial total, la cual contiene

derivadas parciales. Un breve análisis sobre la diferencial total se presenta como un apéndice en el Apartado 3.10, si el lector no está familiarizado con las derivadas parciales y su interpretación gráfica.

Como la energía interna no es directamente mensurable, es necesario desarrollar ecuaciones para el cambio de esta propiedad en función de otras propiedades mensurables, como P , v y T . Para sustancias simples compresibles, la energía interna sensible u es función de otras dos propiedades intrínsecas e intensivas. Es ventajoso seleccionar la temperatura y el volumen específico como variables independientes. Si $u = f(T, v)$ entonces la diferencial total de u viene escrita como:

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad [3.9]$$

La primera derivada parcial de la derecha se define como la **capacidad térmica específica a volumen constante** c_v . Esto es:

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad [3.10]$$

El valor de c_v se mide experimentalmente, y viene tabulado en muchas referencias. Considérese la siguiente técnica de medida. De acuerdo con la Ecuación [3.10], c_v está relacionada con el cambio de la energía interna específica por unidad de cambio en la temperatura en un proceso a volumen constante. A volumen constante, el balance energético se reduce a $q = \Delta u$. Así pues, los valores de c_v pueden obtenerse midiendo el calor que es necesario transferir para elevar la temperatura de la unidad de masa un grado, mientras se mantiene el volumen constante. La magnitud c_v puede también interpretarse gráficamente como la tangente AB a la superficie tridimensional uTv a lo largo del plano volumen constante, como se muestra en la Figura 3.28. Ahora, al sustituir la Ecuación [3.10] en la Ecuación [3.9] se obtiene:

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad [3.11]$$

Esta es una relación importante para el cambio diferencial de la energía interna de una sustancia simple compresible en cualquier fase.

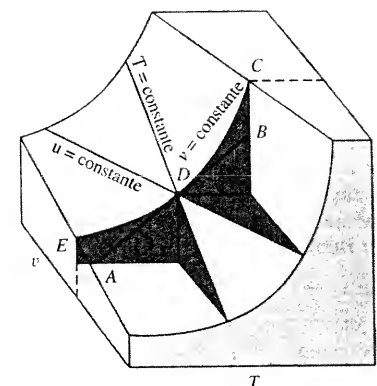


Figura 3.28. Representación gráfica de la capacidad térmica específica c_v como la pendiente de la línea volumen constante en una superficie uTv .

Al igual que la energía interna, la entalpía no es directamente medible, pero puede relacionarse con otras magnitudes que sí lo son. La función entalpía h generalmente se expresa matemáticamente en función de la temperatura y la presión como variables independientes. Poniendo $h = f(T, p)$, se escribe la diferencial total de h como:

$$dh = \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad [3.12]$$

La primera derivada parcial de la derecha se define como la **capacidad térmica específica a presión constante** c_p . Por tanto, se tiene, análogamente a la Ecuación [3.10]:

$$c_p \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_P \quad [3.13]$$

Se dispone de tablas de datos de c_p para muchas sustancias en un amplio intervalo de temperaturas. Para medir c_p considérese un proceso a presión constante de un sistema cerrado. El balance energético se reduce a $q = \Delta h$, si la única interacción trabajo es debida al cambio de volumen. Por tanto, los valores de c_p pueden obtenerse midiendo el calor que es necesario transferir para elevar la temperatura de una unidad de masa de una sustancia un grado, mientras se mantiene constante la presión. La magnitud c_p puede también interpretarse como la tangente a la superficie tridimensional hTP a lo largo del plano de presión constante. Ahora, sustituyendo la Ecuación [3.13] en la Ecuación [3.12] se obtiene:

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad [3.14]$$

para el cambio diferencial de la entalpía para una sustancia simple compresible. Las Ecuaciones [3.11] y [3.14] serán muy útiles en el desarrollo de algunas propiedades en el Capítulo 4.

Del análisis precedente se obtiene que *las derivadas de propiedades con respecto a otras propiedades son también propiedades del sistema*. Las capacidades térmicas c_v y c_p son las dos propiedades termodinámicas más importantes del tipo derivada. Las dimensiones de los valores de las capacidades térmicas definidas anteriormente son las de energía/[(masa)(diferencia de temperatura)]. Es importante señalar que la magnitud temperatura que aparece en el denominador incluye una variación de temperatura, y no un valor de la temperatura misma. Por consiguiente, la capacidad específica puede expresarse en función de kelvin o de grados Celsius. Los símbolos K y °C en estas dos escalas tienen el mismo significado en este caso especial en el que sólo es de interés la diferencia de temperaturas. El mismo razonamiento se aplica obviamente a las grados Rankine frente a los grados Fahrenheit. Las unidades comunes para las capacidades térmicas específicas en el SI son kJ/kg · K (o kJ/kg · °C) y kJ/kmol · K. Las unidades USCS utilizadas frecuentemente son Btu/lb_m · °R (o Btu/lb_m · °F) y Btu/mol · °R.



Si $h = aT + bT^2P$, demuéstrese que $c_p = a + 2bTP$.



Téngase en cuenta que la unidad de temperatura para las capacidades térmicas específicas es una diferencia de temperaturas, y no un valor de la temperatura.

3.9. RESUMEN

Basándose en evidencias experimentales, se establece la regla general para determinar el número de n propiedades independientes de un sistema de masa y com-

posición conocidas basado en el *postulado de estado* que afirma que: *el número de propiedades independientes necesarias para especificar completamente el estado intrínseco e intensivo de una sustancia es igual a 1 más el número de posibles modos de trabajo cuasiestáticos relevantes*. «Modos relevantes de trabajo» son aquellos que tienen un efecto apreciable o medible sobre el estado de la sustancia cuando tiene lugar el proceso.

Por definición, un *sistema simple* es aquel para el que sólo es relevante un modo de trabajo cuasiestático para el estado intrínseco del sistema. El postulado de estado para un sistema simple dice:

El estado de equilibrio de una sustancia simple queda especificado con el valor de dos propiedades intrínsecas independientes.

En este caso la relación funcional entre un conjunto de propiedades intrínsecas e intensivas viene dada por $y_0 = f(y_1, y_2)$, donde (y_1, y_2) representa un conjunto de dos variables independientes. Un *sistema simple compresible* se define como aquel para el que la única interacción trabajo relevante es la asociada con los cambios de volumen (trabajo PdV).

Una superficie PvT es una representación general de los estados de equilibrio de una sustancia simple compresible. Las fases sólida, líquida y gaseosa aparecen en esta superficie como regiones. Estas *regiones monofásicas* están separadas por *regiones bifásicas* que representan los cambios de fase tales como la fusión (o la congelación), la vaporización (o la condensación) y la sublimación. De particular interés son los estados que se hallan sobre la línea de *líquido saturado* o de *vapor saturado* que se juntan en el punto crítico. La vaporización (o la condensación) tiene lugar a temperatura y presión constantes entre las dos líneas de saturación. La región de líquido-vapor (región húmeda) termina, según se disminuye la presión (o la temperatura), en la *línea del estado triple*.

Las proyecciones de la superficie PvT sobre dos dimensiones conducen a los diagramas Pv , PT y Tv . El diagrama presión-temperatura muestra claramente la variación de la presión de vapor como función de la temperatura para mezclas líquido-vapor. La naturaleza de un *líquido subenfriado* o *comprimido* y del *vapor sobrecalentado* se explica fácilmente por medio de un diagrama PT . Un diagrama Pv es útil, ya que tiene la región húmeda como principal foco de atención para el análisis. La proporción de vapor y de líquido saturados en la región húmeda se expresa en función de la *calidad* x de la mezcla. Esto es:

$$\text{Calidad} = x \equiv \frac{m_{\text{vapor}}}{m_{\text{total}}} = \frac{m_g}{m_g + m_f}$$

Los subíndices g y f se aplican al vapor saturado ($x = 1$) y al líquido saturado ($x = 0$) respectivamente. Con la finalidad del análisis de sistemas, es importante conocer la posición de las isoterms en un diagrama Pv . Las regiones mono y bifásicas en un diagrama Tv aparecen de manera semejante a las mismas en un diagrama Pv .

Los datos de propiedades en las regiones de vapor, líquido-vapor y líquido mostradas en un diagrama apropiado se presentan frecuentemente en forma de tabla. Las tablas del vapor sobrecalentado listan típicamente los valores de v , u , h y s (entropía) en función de la temperatura para una presión dada. En las tablas dadas aparecen datos para muchas presiones. Debido a que se utilizan sólo valores seleccionados de temperatura y presión, frecuentemente se necesita interpolar los datos. Una tabla de saturación proporciona los valores de v , u y h para los estados de líquido y vapor saturados, y se presentan para valores enteros de la temperatu-

ra o de la presión. Para una mezcla de líquido y vapor, una propiedad específica de la mezcla y_x se calcula con:

$$y_x = (1 - x)y_f + xy_g = y_f + xy_g$$

donde $y_{fg} = y_g - y_f$. Los datos del líquido comprimido o subenfriado se presentan de manera análoga a los del vapor en la tabla de vapor sobrecalentado. Como a menudo no se dispone de los datos de líquido comprimido, éstos pueden aproximarse con bastante precisión por los valores correspondientes al estado de líquido saturado a la temperatura dada, sin considerar la presión. En cualquiera de las tablas mencionadas anteriormente, los valores de u y h están arbitrariamente referidos a un estado elegido como referencia.

Las capacidades térmicas c_v y c_p son dos importantes propiedades termodinámicas. Se definen como:

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T}\right)_v \quad \text{y} \quad c_p \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p$$

Estas definiciones son importantes para determinar du y dh en las relaciones siguientes:

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \quad \text{y} \quad dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp$$

Los datos de propiedades termodinámicas están disponibles en paquetes de software para bastantes sustancias comunes. Este método de adquisición de datos elimina la necesidad de interpolación. No obstante, un conocimiento de la naturaleza de los datos tabulados es muy importante en los análisis de ingeniería que contengan el principio de conservación de la energía.

3.10. APÉNDICE: FUNDAMENTOS DE LAS DERIVADAS PARCIALES

Tomando como base el postulado de estado para una sustancia simple compresible, cualquier variable dependiente puede expresarse en función de dos variables independientes. Con esto en mente, considérense tres variables termodinámicas (tales como P , v y T) representadas en general por x , y , z . Su relación funcional se expresa en la forma $x = x(y, z)$. La diferencial total cuando x es la variable dependiente viene dada por la ecuación:

$$dx = \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z dy + \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_z dz \tag{3.15}$$

Expresiones similares pueden escribirse para dy y dz , dependiendo de qué variable se elige como variable independiente.

El significado físico de una derivada parcial se ve fácilmente recordando que los estados de equilibrio de una sustancia simple compresible pueden representarse en una superficie tridimensional. Una de estas superficies se representa en la Figura 3.29 para una región monofásica, donde un conjunto de propiedades se han simbolizado de nuevo mediante x , y , z . En esta figura se han realizado cortes de la superficie alrededor del estado de equilibrio D , de modo que se vea con más claridad la curvatura de la superficie. Considérese un plano z constante que corte a la superficie. La curva de intersección está señalada con los puntos C , D y E en el diagrama. La magnitud $(\partial x/\partial y)_z$ es la pendiente de la superficie en un estado cualquiera a lo largo de esa curva. En particular, el valor de esa derivada parcial

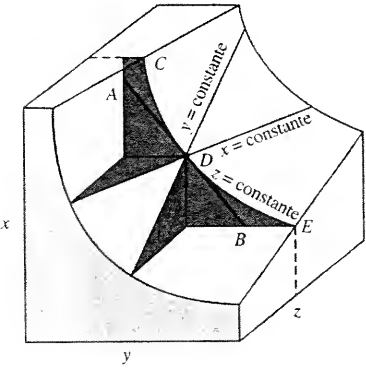


Figura 3.29. Interpretación gráfica de la derivada parcial $(\partial x/\partial y)_z$ en D como la pendiente de la línea z constante, CDE .

en el estado D es la pendiente de la línea tangente AB . Interpretaciones análogas pueden hacerse de las magnitudes $(\partial x/\partial z)_y$ y $(\partial y/\partial z)_x$ cuando los planos y y x constantes cortan a la superficie de los estados de equilibrio. Los parámetros x , y y z representan cualquier combinación de tres propiedades intrínsecas e intensivas, como u , T y v , por ejemplo.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 3.1G. En un diagrama PT para el agua, señálese la posición aproximada de las líneas de volumen constante en las tres regiones monofásicas.
- 3.2G. Describese cómo se distingue entre el vapor saturado y el sobrecalentado a la misma presión.
- 3.3G. Describese las diferencias entre líquido saturado y líquido subenfriado a la misma presión.
- 3.4G. Describese cómo varía la presión con la temperatura en un proceso de vaporización.
- 3.5G. Describese la diferencia entre el punto crítico y el punto triple de una sustancia pura.
- 3.6G. ¿Es posible que el agua aparezca como vapor a una temperatura por debajo de la de su punto triple? Explíquese la respuesta.
- 3.7G. Explíquese qué sucede con el proceso de ebullición cuando la presión del sistema es supercrítica.
- 3.8G. Para llevar a la ebullición 1 kg de agua, ¿hay que suministrar más o menos energía según se incrementa su temperatura? Razónese.
- 3.9G. El punto triple del dióxido de carbono es aproximadamente 5 atm y -57°C (-70°F). Explíquese por qué el hielo seco (dióxido de carbono sólido) sublima antes de fundir al colocarlo en condiciones normales del ambiente.

DATOS DE SATURACIÓN, VAPOR SOBREALENTADO Y LÍQUIDO COMPRIMIDO

3.1. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua.

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m³/kg	<i>h</i> , kJ/kg	<i>x</i> , %
(a)	20	150	392,8	2.100	
(b)		320			
(c)		100			
(d)	50	140			

3.2. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m³/kg	<i>u</i> , kJ/kg	<i>x</i> , %
(a)	60		25,0		
(b)	15			2.951,3	
(c)		290		2.576,0	
(d)		140		588,74	

3.3. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m³/kg	<i>h</i> , kJ/kg	<i>x</i> , %
(a)	4,5			623,25	
(b)	10				60
(c)	30	400			
(d)		140	1,0784		

3.4. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m³/kg	<i>h</i> , kJ/kg	<i>x</i> , %
(a)		200	127,4		
(b)	40	360			
(c)	60			2.100	
(d)	50			333,72	

3.51. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , psia	<i>T</i> , °F	<i>v</i> , ft³/lb _m	<i>u</i> , Btu/lb _m	<i>x</i> , %
(a)	250				90
(b)	180			1.323,5	
(c)		250		218,6	
(d)		400	1,866		

3.61. Complétese la siguiente tabla de propiedades del agua. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , psia	<i>T</i> , °F	<i>v</i> , ft³/lb _m	<i>u</i> , Btu/lb _m	<i>x</i> , %
(a)		200		1.000	
(b)	80			282,0	
(c)	140		4,86		
(d)		100	350,0		

3.7. Determinénse los datos requeridos del agua para las siguientes condiciones especificadas: (a) la presión y el volumen específico del líquido saturado a 20 °C, (b) la temperatura y entalpía del vapor saturado a 9 bar, (c) el volumen específico y la energía interna a 10 bar y 280 °C, (d) la temperatura y el volumen específico a 8 bar y una calidad del 80 por 100, (e) el volumen específico y la entalpía a 100 °C y 100 bar, (f) la presión y la entalpía específica a 150 °C y el 70 por 100 de calidad, (g) la temperatura y la energía interna específica a 15 bar y una entalpía de 2.899,3 kJ/kg, (h) la calidad y el volumen específico a 200 °C y una entalpía de 1.822,8 kJ/kg, (i) la energía interna y el volumen específico a 140 °C y una entalpía de 2.733,9 kJ/kg, (j) la presión y la entalpía a 280 °C y una energía interna de 2.760,2 kJ/kg, y (k) la temperatura y el volumen específico a 200 bar y una entalpía de 434,06 kJ/kg.

3.81. Determinénse los datos requeridos del agua para las siguientes condiciones especificadas: (a) la presión y el volumen específico del líquido saturado a 150 °F, (b) la temperatura y entalpía del vapor saturado a 80 psia, (c) el volumen específico y la energía interna a 140 psia y 500 °F, (d) la temperatura y el volumen específico a 100 psia y una calidad del 80 por 100, (e) el volumen específico y la entalpía a 100 °F y 1.500 psia, (f) la presión y la entalpía específica a 300 °F y el 70 por 100 de calidad, (g) la temperatura y la energía interna específica a 200 psia y una entalpía de 1.268,8 Btu/lb_m, (h) la calidad y el volumen específico a 370 °F y una entalpía de 770 Btu/lb_m, (i) la energía interna y el volumen específico a 240 °F y una entalpía de 1.160,7 Btu/lb_m, (j) la presión y la entalpía a 500 °F y una energía interna de 1.171,7 Btu/lb_m, y (k) la temperatura y el volumen específico a 2.000 psia y una entalpía de 73,3 Btu/lb_m.

3.9. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a. Indíquese el análisis.

	<i>P</i> , bar	<i>T</i> , °C	<i>v</i> , m³/kg	<i>u</i> , kJ/kg	<i>x</i> , %
(a)		4		204,8	
(b)	6,0		0,0341		
(c)	2,8	20			
(d)	4,0			284,75	

3.10. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a.

	$T, ^\circ\text{C}$	P, bar	$v, \text{m}^3/\text{kg}$	$u, \text{kJ/kg}$	$x, \%$
(a)		4,0	0,0509		
(b)	30			248,20	
(c)		12,0		182,86	
(d)	26		0,0008309		

3.11. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a.

	$T, ^\circ\text{C}$	P, bar	$v, \text{m}^3/\text{kg}$	$u, \text{kJ/kg}$	$x, \%$
(a)		0,80		93,42	
(b)	60	0,60			
(c)	-12				80
(d)		0,40	0,0509		

3.12. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a.

	$T, ^\circ\text{C}$	P, bar	$v, \text{m}^3/\text{kg}$	$h, \text{kJ/kg}$	$x, \%$
(a)		10		219,17	
(b)	34		0,0236		
(c)	40	5			
(d)		3,6		57,82	

3.131. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a.

	$T, ^\circ\text{F}$	P, psia	$v, \text{ft}^3/\text{lb}_m$	$u, \text{Btu/lb}_m$	$x, \%$
(a)		80		113,56	
(b)	70		0,5538		
(c)		60		75,0	
(d)		120	0,01360		

3.141. Complétese la siguiente tabla de propiedades del refrigerante 134a.

	$T, ^\circ\text{F}$	P, psia	$v, \text{ft}^3/\text{lb}_m$	$u, \text{Btu/lb}_m$	$x, \%$
(a)	70		0,01311		
(b)		70	0,6778		
(c)	140	100			
(d)	20				70

3.15. Determinéense los datos requeridos del refrigerante 134a para las siguientes condiciones especificadas: (a) la presión y el volumen específico del líquido saturado a 8°C , (b) la temperatura y entalpía del vapor saturado a 6 bar, (c) el volumen específico y la energía interna a 0,7 MPa y 40°C , (d) la temperatura y el volumen específico a 3,2 bar y una calidad de 0,4, (e) los valores aproximados del volumen específico y de la entalpía a 8°C y 12 bar, (f) la presión y la entalpía específica a -16°C y 0,5 de calidad, (g) la temperatura y la energía interna específica a 0,9 MPa y una entalpía de 282,34 kJ/kg, (h) la calidad y el volumen específico a 44°C y una entalpía de 222,7 kJ/kg, (i) la energía interna y el volumen específico a 30°C y una entalpía de 263,50 kJ/kg, (j) la presión y la entalpía a 40°C y una energía interna de 252,13 kJ/kg, y (k) los valores aproximados de la entalpía y el volumen específico a 10 bar y 20°C .

3.161. Determinéense los datos requeridos del refrigerante 134a para las siguientes condiciones especificadas: (a) la presión y el volumen específico del líquido saturado a 60°F , (b) la temperatura y entalpía del vapor saturado a 90 psia, (c) el volumen específico y la energía interna a 80 psia y 140°F , (d) la temperatura y el volumen específico a 40 psia y una calidad de 0,4, (e) los valores aproximados del volumen específico y de la entalpía a 20°F y 60 psia, (f) la presión y la entalpía a 10°F y calidad 0,35, (g) la temperatura y la energía interna a 100 psia y una entalpía de 132,55 Btu/lb_m, (h) la calidad y el volumen específico a 80°F y una entalpía de 90,0 Btu/lb_m, (i) la energía interna y el volumen específico a 120°F y una entalpía de 116,95 Btu/lb_m, (j) la presión y la entalpía a 140°F y una energía interna de 115,58 Btu/lb_m, y (k) los valores aproximados de la entalpía y el volumen específico a 100 psia y 50°F .

3.17. Determinése la energía interna, en kJ, de 0,1 m³ de refrigerante 134a a 0°C si se sabe que el volumen específico en ese estado vale 0,035 m³/kg.

3.18. Se enfría a volumen constante vapor de agua a 2,0 MPa y 280°C hasta que la presión alcanza el valor de 0,50 MPa. Determinése la energía interna en el estado final y hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .

3.191. Determinése, en Btu, la energía interna de 0,4 ft³ de refrigerante 134a a 30°F , si se sabe que el volumen específico en ese estado vale 0,80 ft³/lb_m.

3.201. Se enfría a volumen constante vapor de agua a 300 psia y 450°F hasta que la presión alcanza el valor de 50 psia. Determinése la energía interna en el estado final y hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .

3.21. Una mezcla líquido-vapor de agua se mantiene en un recipiente rígido a 60°C . El sistema se calienta hasta que su estado final es el punto crítico. Determinése (a) la calidad inicial de la mezcla, y (b) la relación inicial entre los volúmenes de vapor y de líquido.

3.22. Una mezcla líquido-vapor de refrigerante 134a se mantiene en un recipiente rígido a 60°C . El sistema se calienta hasta que su estado final es el punto crítico. Determinése (a) la calidad inicial de la mezcla, y (b) la relación inicial entre los volúmenes de vapor y de líquido.

3.231. Una mezcla líquido-vapor de agua se mantiene en un recipiente rígido a 200°F . El sistema se calienta hasta que su estado final es el punto crítico. Determinése (a) la calidad inicial de la mezcla, y (b) la relación inicial entre los volúmenes de vapor y líquido.

- 3.24I. Una mezcla líquido-vapor de refrigerante 134a se mantiene en un recipiente rígido a 200 °F. El sistema se calienta hasta que su estado final es el punto crítico. Determinése (a) la calidad inicial de la mezcla y (b) la relación inicial entre los volúmenes de vapor y líquido.
- 3.25. Un recipiente rígido contiene vapor de agua a 15 bar y a una temperatura desconocida. Cuando el vapor se enfría hasta 180 °C, éste comienza a condensar. Estímese (a) la temperatura inicial en grados Celsius, y (b) la variación de la energía interna en kJ. (c) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.26. En un recipiente rígido de enfría agua a 10 bar y 280 °C hasta que se convierte en vapor saturado. Determinése (a) la presión y temperatura finales en bar y grados Celsius respectivamente, y (b) la variación de la energía interna de kJ/kg. (c) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.27. Un depósito de 0,008 m³ de volumen contiene una mezcla líquido-vapor de refrigerante 134a a 200 kPa y una calidad del 20 por 100. Determinése (a) la masa de vapor presente en kg, y (b) la fracción del volumen total ocupado por el líquido.
- 3.28I. Un depósito de 0,3 ft³ de volumen contiene una mezcla líquido-vapor de refrigerante 134a a 30 psia y una calidad del 15 por 100. Determinése (a) la masa de vapor presente en lb_m, y (b) la fracción del volumen total ocupado por el líquido.
- 3.29. Se calienta agua inicialmente a 0,3 bar y 1,694 m³/kg a volumen constante hasta una presión de 1,0 bar. Determinése (a) la calidad inicial, y (b) la variación de la energía interna en kJ/kg. Finalmente, (c) hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.30. Una masa de agua a 10 bar y 0,02645 m³/kg experimenta un proceso a presión constante hasta un estado final de 0,206 m³/kg. (a) Determinése la variación de la energía interna específica en kJ/kg. (b) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.31. Una masa de refrigerante 134a experimenta un proceso isoterma a 40 °C. La presión inicial es 4 bar y el volumen específico final 0,010 m³/kg. Determinése la variación de entalpía específica en kJ/kg. (b) Dibújese un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.32. Se comprime isotermamente vapor de agua a 1,5 bar y 200 °C hasta dos estados finales diferentes. (a) Si el volumen específico final fuese 0,30 m³/kg, hállese la variación de energía interna en kJ/kg. (b) Si la energía interna final fuese 2.200 kJ/kg, hállese la variación del volumen específico en m³/kg. (c) Dibújese un esquema de los dos procesos en un mismo diagrama Pv .
- 3.33. Una masa de refrigerante 134a experimenta un cambio de estado a presión constante desde 3,2 bar y 20 °C hasta un estado final de (a) 0,030 m³/kg, y (b) -4 °C. Para la parte (a) determinése la variación de energía interna en kJ/kg, y para la parte (b) determinése la variación de entalpía en kJ/kg. (c) Hágase un esquema de los dos procesos en el mismo diagrama Pv .
- 3.34. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente a 1,0 MPa y 0,2678 m³/kg. El agua se comprime a presión constante hasta que se convierte en vapor saturado.
(a) Hállense las temperaturas inicial y final en grados Celsius.
(b) Hállese el trabajo requerido en kJ/kg.

- (c) Si el volumen inicial es 1 litro, determinése la variación de la energía interna del agua en kJ.
- 3.35. Un tanque rígido de 0,2 m³ contiene vapor de agua inicialmente saturado a 5 bar. Un enfriamiento del agua origina una caída de la presión a 1 bar. Se pide determinar en el instante final de equilibrio (a) la temperatura en grados Celsius, (b) la calidad final, y (c) el cociente entre la masa de líquido y la masa de vapor. (d) Dibújese el proceso en un diagrama Pv .
- 3.36I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente a 120 psia y 4,36 ft³/lb_m. El agua se comprime a presión constante hasta que se convierte en vapor saturado.
(a) Hállense las temperaturas inicial y final en grados Fahrenheit.
(b) Hállese el trabajo requerido en Btu/lb_m.
(c) Si el volumen inicial es 100 in³, determinése la variación de la energía interna del agua en Btu.
- 3.37I. Un tanque rígido de 1,0 ft³ contiene vapor de agua inicialmente saturado a 50 psia. Un enfriamiento del agua origina una caída de la presión a 15 psia. Se pide determinar en el instante final de equilibrio (a) la temperatura en grados Fahrenheit, (b) la calidad final, y (c) el cociente entre la masa de líquido y la masa de vapor. (d) Dibújese el proceso en un diagrama Pv .
- 3.38. El refrigerante 134a a una presión de 0,5 MPa tiene un volumen específico de 0,025 m³/kg (estado 1). Se expansiona a temperatura constante hasta que la presión cae a 0,28 MPa (estado 2). Finalmente, el fluido se enfría a presión constante hasta que se convierte en vapor saturado (estado 3).
(a) Determinése la variación del volumen específico, en m³/kg, entre los estados 1 y 2 y entre los estados 1 y 3.
(b) Determinése la variación de la energía interna específica, en kJ/kg, entre los estados 1 y 2.
(c) Determinése la variación de entalpía específica, en kJ/kg, entre los estados 2 y 3.
(d) Dibújese el proceso en un diagrama Pv .
- 3.39. Un dispositivo cilindro-émbolo que inicialmente tiene un volumen de 0,03 m³ contiene en su interior vapor de agua saturado a 30 bar (estado 1). El vapor de agua se enfría a volumen constante hasta que su temperatura alcanza los 200 °C (estado 2). Después el sistema se expansiona isotermamente hasta un estado 3, cuyo volumen es dos veces el volumen inicial.
(a) Determinése la presión del estado 2.
(b) Determinése la presión del estado 3.
(c) Determinése la variación de la energía interna en los dos procesos 1-2 y 2-3 en kJ.
- 3.40I. El refrigerante 134a a una presión de 120 psia tiene un volumen específico de 0,25 ft³/lb_m (estado 1). Se expansiona a temperatura constante hasta que la presión cae a 50 psia (estado 2). Finalmente, el fluido se enfría a presión constante hasta que se convierte en vapor saturado (estado 3).
(a) Determinése la variación del volumen específico entre los estados 1 y 2 y entre los estados 1 y 3.
(b) Determinése la variación de la energía interna específica, en Btu/lb_m, entre los estados 1 y 2.
(c) Determinése la variación de entalpía específica, en Btu/lb_m, entre los estados 2 y 3.
(d) Dibújense los procesos en un diagrama Pv .

- 3.41I. Un dispositivo cilindro-émbolo que inicialmente tiene un volumen de 1 ft³ contiene en su interior vapor de agua saturado a 110 psia (estado 1). El vapor de agua se enfría a volumen constante hasta que su temperatura alcanza los 300 °F (estado 2). Después el sistema se expande isotermicamente hasta un estado 3, cuyo volumen es dos veces el volumen inicial.
- Determinése la presión del estado 2.
 - Determinése la presión del estado 3.
 - Determinése la variación de la energía interna en los dos procesos 1-2 y 2-3 en Btu.
 - Dibújense los dos procesos en un diagrama Pv .
- 3.42. Un cilindro de 2 m³ de volumen inicial contiene vapor de agua a 10 bar y 200 °C (estado 1). Del cilindro se extrae calor a temperatura constante hasta que el volumen se reduce al 41,95 por 100 del volumen inicial (estado 2). El proceso a temperatura constante es seguido por otro a volumen constante que finaliza cuando la presión en el cilindro alcanza el valor de 40 bar (estado 3).
- Determinése la presión en bar y la entalpía en kJ/kg en el estado 2.
 - Determinése la temperatura en grados Celsius y la entalpía del estado 3.
 - Dibújese un esquema de los dos procesos en un diagrama Pv respecto a la región húmeda.
- 3.43. Se enfría, a volumen constante, una masa de vapor de agua inicialmente a 3,0 MPa y 400 °C (estado 1) hasta una temperatura de 200 °C (estado 2). Después se extrae calor del agua a temperatura constante hasta que se alcanza el estado de líquido saturado (estado 3). Determinése (a) la presión final en bar, (b) la calidad al final del proceso a volumen constante, (c) la variación total del volumen específico en m³/kg, y (d) la variación de la energía interna específica, en kJ/kg, entre los estados 2 y 3. Finalmente, (e) dibújese un esquema de los procesos en un diagrama Pv .
- 3.44I. Se enfría, a volumen constante, una masa de vapor de agua inicialmente a 40 psia y 600 °F (estado 1) hasta una presión de 15 psia (estado 2). Después se extrae calor del agua a temperatura constante hasta que se alcanza el estado de líquido saturado (estado 3). Determinése (a) la presión final en psia, (b) la calidad al final del proceso a volumen constante, (c) la variación total del volumen específico en ft³/lb_m, y (d) la variación de la energía interna específica, en Btu/lb_m, entre los estados 2 y 3. Finalmente, (e) dibújese un esquema de los procesos en un diagrama Pv .
- 3.45. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene nitrógeno inicialmente a 1,0 MPa y 200 K ocupando un volumen de 5 litros. Se comprime el fluido hasta 10 MPa y 0,7706 litros. Determinése (a) la temperatura final en kelvin y la variación de energía interna en kJ, basándose en los datos reales del gas, y (b) la temperatura final utilizando la ecuación del gas ideal $p v = R_u T$, donde $R_u = 8,314 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K}$.
- 3.46. Se comprime agua líquida saturada a 40 °C hasta 80 °C y 50 bar.
- Determinése la variación del volumen específico y de la energía interna utilizando la tabla de líquido comprimido.
 - Determinése las mismas cantidades utilizando los datos de saturación como aproximación.
 - Hállese el porcentaje de error que se comete al comparar la segunda respuesta con la primera.

- 3.47. Una masa de agua a 2,5 MPa y 40 °C cambia su estado a 10 MPa y 100 °C.
- Determinése la variación del volumen específico y de la entalpía con los datos de la tabla de líquido comprimido.
 - Hállese Δv y Δh si, como aproximación, se utilizan los datos en saturación.
 - Determinése el error cometido en la determinación de v_2 y de Δh cuando se comparan los resultados de la parte b con los de a.
- 3.48. Una masa de agua a 50 bar y 80 °C cambia su estado a 200 bar y 100 °C.
- Determinése la variación de la energía interna y de la entalpía con los datos de la tabla de líquido comprimido.
 - Hállese Δu y Δh si, como aproximación, se utilizan los datos en saturación.
 - Determinése el error cometido cuando se comparan las respuestas del segundo conjunto con las del primero.
- 3.49I. Agua a 500 psia y 50 °F cambia su estado a 1.500 psia y 100 °F.
- Determinése la variación del volumen específico y de la entalpía con los datos de la tabla de líquido comprimido.
 - Hállese Δv y Δh si, como aproximación, se utilizan los datos en saturación.
 - Determinése el error cometido en la determinación de v_2 y de Δh cuando se comparan los resultados de la parte b con los de a.
- 3.50I. Agua a 1.000 psia y 100 °F cambia su estado a 3.000 MPa y 150 °F.
- Determinése la variación del volumen específico y de la entalpía con los datos de la tabla de líquido comprimido.
 - Hállese Δu y Δh si, como aproximación, se utilizan los datos en saturación.
 - Determinése el error cometido cuando se comparan las respuestas del segundo conjunto con las del primero.

ANÁLISIS ENERGÉTICO UTILIZANDO LOS DATOS DE SATURACIÓN Y DE VAPOR SOBRECALENTADO

- 3.51. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente a 200 °C. El agua se expande isotermicamente desde 15 a 3 bar.
- Dibújese el proceso en un diagrama Pv utilizando los datos de las tablas a 3, 5, 7, 10 y 15 bar.
 - Hágase una estimación gráfica del trabajo, en kJ/kg, en el proceso para el gas real.
 - Determinése el trabajo si el fluido se modela con la ecuación $Pv = RT$ (gas ideal), para las mismas presiones inicial y final con $R = 8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$.
 - Estímese el calor transferido en kJ/kg por el gas real.
 - Determinése el calor transferido con el modelo de gas ideal si $\Delta u = 0$ con este modelo.
- 3.52. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a inicialmente a 5 bar y 40 °C. El refrigerante se comprime isotermicamente hasta 9 bar.
- Hágase un gráfico del proceso en un diagrama Pv utilizando los datos de las tablas para 5, 6, 7, 8 y 9 bar.
 - Hágase una estimación gráfica del trabajo, en kJ/kg, en el proceso.
 - Determinése el trabajo si el fluido se modela con la ecuación $Pv = RT$ (gas ideal), para las mismas presiones inicial y final con $R = 8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$.

- (d) Estímese el calor transferido, en kJ/kg, por el gas real.
 - (e) Determinése el calor transferido con el modelo de gas ideal si $\Delta u = 0$ con este modelo.
 - (f) Hállese el error cometido al determinar el calor transferido con el modelo de gas real.
- 3.53I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente a 400 °F. El agua se expande isotermicamente desde 200 a 120 psia.
- (a) Dibújese el proceso en un diagrama Pv utilizando los datos de las tablas a 120, 140, 160, 180 y 200 psia.
 - (b) Hágase una estimación gráfica del trabajo, en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lb}_m$, en el proceso para el gas real.
 - (c) Determinése el trabajo si el fluido se modela con la ecuación $Pv = RT$ (gas ideal), para las mismas presiones inicial y final con $R = 1.545 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{mol} \cdot ^\circ\text{R}$.
 - (d) Estímese el calor transferido, en Btu/lb_m , por el gas real.
 - (e) Determinése el calor transferido con el modelo de gas ideal si $\Delta u = 0$ con este modelo.
 - (f) Hállese el error cometido al determinar el calor transferido con el modelo de gas ideal.
- 3.54. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente como mezcla líquido-vapor a 2 bar que ocupa un volumen de $0,233 \text{ m}^3$. El émbolo reposa sobre unos resaltes y no se mueve hasta que la presión alcanza el valor de 10 bar. Se le transfiere un flujo de calor constante al agua de $250 \text{ kJ}/\text{min}$. Determinése (a) la masa inicial de líquido, (b) el calor suministrado hasta que el émbolo comienza a moverse, y (c) el tiempo en minutos necesario para que el émbolo comience a moverse.
- 3.55. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene una mezcla líquido-vapor de agua inicialmente a 5 bar y $0,356 \text{ m}^3/\text{kg}$. Tiene lugar una expansión a lo largo del camino $Pv = \text{constante}$ hasta que se alcanza una presión de 1,5 bar. Si el trabajo realizado por agua es $214 \text{ kJ}/\text{kg}$, determinése el calor transferido en kJ/kg .
- 3.56. En un depósito rígido se enfría nitrógeno desde su punto crítico hasta una presión de 4 bar. Hállese (a) la temperatura final en kelvin, y (b) el calor transferido en kJ/kg . (c) Dibújese un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.57. Un recipiente de 100 litros, insuficientemente aislado, contiene nitrógeno líquido a 77,24 K. El 91,5 por 100 del volumen está ocupado por el líquido. La cápsula de cierre se rompe accidentalmente y el flujo de calor hacia el recipiente desde el ambiente es de $5 \text{ J}/\text{s}$. Si el recipiente se rompe cuando la presión alcanza los 400 kPa, hállese el tiempo en horas para alcanzar esa presión.
- 3.58. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua inicialmente a 1,5 bar con una calidad del 25 por 100. A presión constante se le suministra calor hasta que el volumen se incrementa en 4,09 veces el valor inicial. Determinése (a) el trabajo realizado por el agua en kJ/kg , y (b) el calor transferido en kJ/kg .
- 3.59. Un recipiente rígido y aislado de 1 m^3 de volumen contiene 2 kg de una mezcla de líquido-vapor de agua a 30°C . Una rueda de paletas, movida por un motor, gira a 50 rpm con un par aplicado constante de $50 \text{ N} \cdot \text{m}$ a la vez que una resistencia en el interior del sistema recibe una corriente de 100 A de una fuente a 10 V. Determinése (a) el tiempo, en minutos, requerido para evaporar todo el líquido del recipiente, (b) la presión, en

bar, en el recipiente en ese instante, y (c) el coste, en centavos, de la electricidad suministrada al motor y a la resistencia si aquélla cuesta $0,108 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$.

- 3.60. Un depósito rígido de 1 m^3 contiene agua a 10 MPa y 480°C . El agua se enfría hasta que la temperatura alcanza los 320°C . Determinése la presión final en bar y el calor transferido en kJ.
- 3.61. Un dispositivo cilindro-émbolo de presión constante contiene $0,1 \text{ kg}$ de agua a 3 bar ocupando un volumen de $0,0303 \text{ m}^3$. Se le suministran 122 kJ en forma de calor. Hállese (a) la temperatura final en grados Celsius, y (b) el trabajo cedido en kJ. (c) Hágase un esquema del camino en un diagrama Pv , con referencia a la línea de saturación.
- 3.62. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene $1,5 \text{ kg}$ de vapor de agua saturado a 3 bar. Se le suministran 600 kJ en forma de calor, y una rueda de paletas da 2.000 vueltas en el interior. Si la temperatura final es 400°C y la presión permanece constante, determinése el par constante en $\text{N} \cdot \text{m}$ aplicado al eje de la rueda de paletas, despreciando la energía almacenada en la rueda.
- 3.63. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene en su interior 1 kg de vapor de agua saturado a 5 bar. Se transfieren al agua 225 kJ en forma de calor, y se realiza un trabajo eléctrico haciendo pasar durante 0,5 h una corriente de 1,5 A por una resistencia eléctrica existente en el interior. Si la temperatura final del vapor de agua es 400°C y el proceso tiene lugar a presión constante, determinése (a) el voltaje de la fuente, en voltios, necesario, y (b) el coste de la electricidad, en centavos, si el suministro cuesta $0,110 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$. Despréciese la energía almacenada por la resistencia.
- 3.64I. Un tanque rígido de 1 ft^3 contiene agua a 1.600 psia y 800°F . El agua se enfría hasta que la temperatura alcanza los 600°F . Determinése la presión final en psia y el calor transferido en Btu.
- 3.65I. Un dispositivo cilindro-émbolo con un volumen inicial de $0,10 \text{ ft}^3$ contiene agua inicialmente a 160 psia y calidad 50 por 100. Al agua se le suministran $35,6 \text{ Btu}$ en forma de calor mientras la presión permanece constante. Determinése (a) la masa de agua, en libras, en el interior del sistema, y (b) la temperatura final en grados Fahrenheit. (c) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.66I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene en su interior 3 lb_m de vapor de agua saturado a 40 psia. Se transfiere al agua 600 Btu en forma de calor, y una rueda de paletas da 5.000 vueltas en el interior. Si la temperatura final es 800°F y la presión permanece constante, determinése (a) el par constante en $\text{lb}_f \cdot \text{ft}$ aplicado al eje de la rueda de paletas, despreciando la energía almacenada en la rueda, y (b) el coste de la electricidad, en centavos, si el suministro cuesta $0,104 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$. Despréciese la energía almacenada por la rueda de paletas.
- 3.67I. A 1 lb_m de vapor de agua saturado a 40 psia contenido en un dispositivo cilindro-émbolo se le suministran 92 Btu en forma de calor. Además se realiza trabajo eléctrico mediante una corriente de 1,5 A que circula durante 0,5 h por una resistencia eléctrica que hay en el seno del agua. Si la temperatura final del vapor de agua es 700°F y el proceso tiene lugar a presión constante, determinése, en voltios, el voltaje necesario de la batería que suministra la corriente. Despréciese la energía almacenada en la resistencia.

- 3.68. Un depósito rígido de $0,1 \text{ m}^3$ contiene refrigerante 134a inicialmente a 2 bar y una calidad del 50,4 por 100. Se le suministra calor hasta que la presión alcanza 5 bar. Determínese (a) la masa en kg en el interior del depósito, y (b) la cantidad de calor añadido en kJ. (c) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.69. Un recipiente rígido contiene 6 kg de refrigerante 134a a 6 bar y 60°C . Con una rueda de paletas en el interior del recipiente, rueda de paletas que es movida por un motor exterior al sistema, se le comunica trabajo con un par constante de $125 \text{ N} \cdot \text{m}$, dando 800 vueltas. Al mismo tiempo se enfría el sistema hasta una temperatura final de 12°C . Determínese (a) la energía interna final en kJ, (b) el sentido y la magnitud del calor transferido en kJ, y (c) el costo, en centavos, del consumo de electricidad del motor si la compañía cobra $0,094 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$. Después, (d) hágase un esquema, con referencia a la línea de saturación, del proceso en un diagrama Pv . Despréciase la energía almacenada por la rueda de paletas.
- 3.70. Un depósito rígido y cerrado contiene $0,5 \text{ kg}$ de vapor de agua saturado a 4 bar. Se le suministran 70 kJ en forma de calor, y se le comunica trabajo mediante una rueda de paletas hasta que la presión del vapor de agua alcanza un valor de 7 bar. Calcúlese el trabajo necesario en kJ.
- 3.71. Un recipiente rígido de $0,05 \text{ m}^3$ se encuentra inicialmente lleno con vapor de agua saturado a 1 bar. El agua se enfría hasta 75°C .
(a) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv con relación a la línea de saturación.
(b) ¿Cuál es la presión final en bar?
(c) Hállese la cantidad de calor transferido desde el vapor de agua en kJ.
- 3.72I. Un depósito rígido de 3 ft^3 de volumen contiene refrigerante 134a inicialmente a 30 psia y una calidad del 62,9 por 100. Se suministra calor hasta que la presión alcanza 80 psia. Determínese (a) la masa en el sistema en libras, y (b) la cantidad de calor suministrado en Btu. (c) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .
- 3.73I. Un depósito rígido contiene 25 lb_m de refrigerante 134a a 80 psia y 180°F . Mediante una rueda de paletas se le comunica trabajo al refrigerante con un par constante de $120 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$, dando 1.200 vueltas. Al mismo tiempo el sistema se enfría hasta una temperatura final de 40°F . Determínese (a) la energía interna final en Btu, y (b) el sentido y la magnitud del calor transferido en Btu. (c) Dibújese un esquema del proceso en un diagrama Pv con relación a la línea de saturación. Despréciase la energía almacenada en la rueda de paletas.
- 3.74I. Un depósito rígido contiene 2 lb_m de vapor de agua saturado a 60 psia. Se le suministran 140 Btu en forma de calor y se le comunica trabajo por medio de una rueda de paletas hasta que la presión del vapor alcanza los 100 psia. Calcúlese el trabajo requerido en Btu.
- 3.75I. Un recipiente rígido de 2 ft^3 se encuentra inicialmente lleno con vapor de agua saturado a $14,7 \text{ psia}$. El agua se enfría hasta 150°F . (a) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv con relación a la línea de saturación. (b) Hállese la presión final en psia. (c) Hállese el calor transferido desde el vapor de agua en Btu.
- 3.76. Un depósito rígido y aislado está inicialmente dividido en dos compartimentos mediante un tabique. Uno contiene 1 kg de vapor de agua saturado a 6 MPa y el otro está vacío. Se rompe el tabique de separación y el agua se expande por todo el depósito. El volumen total es tal que la

presión final de equilibrio es 3 MPa. Determínese (a) el volumen inicial del líquido saturado en litros, y (b) el volumen total del depósito en litros. (c) Dibújese en un diagrama Pv el proceso con relación a la línea de saturación.

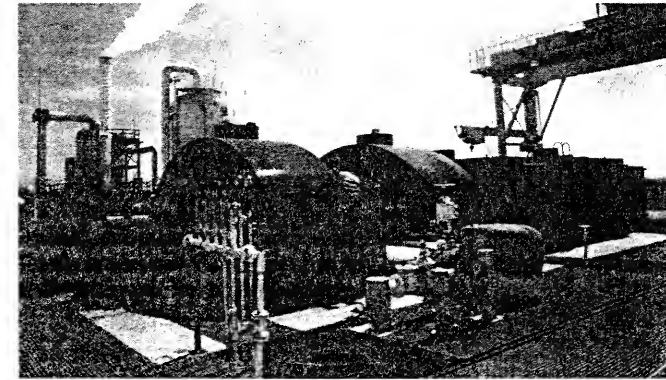
- 3.77. El estado de 1 kg de agua inicialmente a 10 bar y 200°C se altera isotermamente hasta que el volumen se reduce al 50 por 100 de su valor inicial. Durante el proceso de compresión se le comunica un trabajo de 170 kJ/kg , además de un trabajo de $49 \text{ N} \cdot \text{m/g}$ mediante una rueda de paletas.
(a) Determínese la magnitud, en kJ, y el sentido del calor transferido.
(b) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv con relación a la línea de saturación.
- 3.78. Inicialmente $0,1 \text{ kg}$ de refrigerante 134a es una mezcla húmeda a 40°C con una calidad del 50 por 100. Se expande isotermamente hasta una presión de 5 bar. El trabajo debido a la expansión es $19 \text{ N} \cdot \text{m/g}$.
(a) Determínese la magnitud, en kJ, y el sentido del calor transferido si lo hubiere.
(b) Dibújese un esquema del proceso en relación con la línea de saturación en un diagrama Pv .
- 3.79. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene en su interior 2 kg de agua a 320°C . La sustancia realiza un proceso a temperatura constante durante el que el volumen cambia de $0,02$ a $0,17 \text{ m}^3$. El trabajo de salida medido es de 889 kJ . Determínese (a) la presión final en bar, y (b) el calor transferido en kJ. Hágase también un esquema del proceso en relación con la línea de saturación en un diagrama Pv .
- 3.80. Un dispositivo cilindro-émbolo, que se encuentra aislado térmicamente, contiene refrigerante 134a como vapor saturado a 40°C ocupando un volumen de $1,194$ litros. Durante un proceso, la presión se ajusta continuamente de manera que la variación de la presión es lineal con el volumen. La presión final es 5 bar y la temperatura 50°C . Durante el proceso, una resistencia eléctrica que se encuentra en el interior del cilindro es alimentada por una batería. (a) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv . Después hállese (b) la masa de refrigerante 134a en kg, (c) la variación de energía interna específica en kJ/kg, (d) el trabajo en la frontera en kJ/kg a partir del área en una representación en un diagrama Pv , y (e) el trabajo eléctrico en kJ.
- 3.81I. Un depósito rígido y aislado está inicialmente dividido en dos compartimentos mediante un tabique. Uno contiene 1 lb_m de vapor de agua saturado a 1.000 psia y el otro está vacío. Se rompe el tabique de separación y el agua se expande por todo el tanque. El volumen total es tal que la presión final de equilibrio es 500 psia . Determínese (a) el volumen inicial del líquido saturado, y (b) el volumen total del tanque en ft^3 . (c) Dibújese en un diagrama Pv el proceso con relación a la línea de saturación.
- 3.82I. El estado inicial de 1 lb de agua a 140 psia y 400°F se altera isotermamente hasta que su volumen se reduce al 50 por 100 de su valor inicial. Durante la compresión, el trabajo sobre el sistema de 1 lb_m es $65.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$, además del trabajo comunicado por una rueda de paletas en una cantidad de $30.000 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$.
(a) Determínese la magnitud, en Btu, y el sentido del calor transferido si lo hubiere.
(b) Dibújese un esquema del proceso en relación con la línea de saturación en un diagrama Pv .

- 3.831. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene en su interior 4 lb_m de agua a 500 °F. La sustancia realiza un proceso a temperatura constante durante el que el volumen cambia de 1,40 a 8,60 ft³. El trabajo de salida medido es de 675 Btu. Determinése (a) la presión final en psia, y (b) el calor transferido en Btu. (c) Hágase un esquema del proceso en relación con la línea de saturación en un diagrama *Pv*.
- 3.84. Un dispositivo cilindro-émbolo aislado térmicamente contiene 0,010 kg de agua líquida saturada a 3 bar y *m* kg de vapor de agua a 3 bar y 200 °C. Inicialmente las dos masas se encuentran separadas una de otra por medio de una membrana adiabática. La membrana se rompe mientras la presión se mantiene constante a 3 bar, y se deja que el sistema alcance el equilibrio. Determinése (a) la masa *m* de vapor de agua, en kg, necesaria para que el estado final sea vapor de agua saturado, y (b) el trabajo en julios.
- 3.85. Un dispositivo cilindro-émbolo que se mantiene a 3 MPa contiene 0,025 kg de agua inicialmente a 280 °C. Una rueda de paletas comunica un trabajo de 1.800 N · m, mientras tiene lugar una pérdida de calor. El volumen final ocupado por el fluido es el 60 por 100 de su valor inicial. Determinése (a) la temperatura final en grados Celsius, (b) la entalpía final en kJ/kg, (c) el calor extraído en kJ. (d) Hágase un esquema del proceso en un diagrama *Pv*.
- 3.86. El agua contenida en un dispositivo cilindro-émbolo realiza dos procesos consecutivos desde un estado inicial de 10 bar y 400 °C. En el proceso 1-2 el agua se enfría a presión constante hasta un estado de vapor saturado. En el proceso 2-3 el agua se enfría a volumen constante hasta 150 °C.
(a) Determinése el trabajo en el proceso 1-2 en kJ/kg.
(b) Determinése el calor transferido en el proceso global en kJ/kg.
(c) Hágase un esquema de ambos procesos en un diagrama *Pv*.
- 3.87. Un dispositivo cilindro émbolo contiene inicialmente vapor de agua saturado a 5 bar. El fluido, en primer lugar, se calienta a presión constante hasta 280 °C (estado 2). Después se enfría a volumen constante hasta 2 bar (estado 3).
(a) Determinése el trabajo, la variación de energía interna y el calor transferido en el proceso 1-2 en kJ/kg.
(b) Determinése el calor transferido en el proceso 2-3 en kJ/kg.
(c) Hágase un esquema de los dos procesos en un diagrama *Pv*.
- 3.881. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene en su interior vapor de agua saturado a 60 psia. El fluido, en primer lugar, se calienta a presión constante hasta 600 °F (estado 2). Después se enfría a volumen constante hasta 10 psia (estado 3). Determinése (a) el trabajo, la variación de energía interna y el calor transferido en el proceso 1-2 en Btu/lb_m, y (b) el calor transferido en el proceso 2-3. Finalmente, (c) hágase un esquema de los dos procesos en un diagrama *Pv*.
- 3.891. Un recipiente rígido y perfectamente aislado se halla dividido en dos partes. En una de ellas se encuentra confinada una mezcla de agua líquido-vapor inicialmente a 100 psia y una calidad del 50 por 100. La otra parte del recipiente se halla inicialmente vacía. Se quita la separación y el agua se expande hasta llenar todo el recipiente a 40 psia. Determinése la variación del volumen ocupado por el agua en ft³/lb_m.
- 3.90. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a inicialmente a 2,8 bar y 40 °C ocupando un volumen de 0,1 m³. Se supone que el émbolo permanece fijo y que existe un suministro de calor hasta que la presión

sube a 3,2 bar. Después tiene lugar una cesión de calor desde el gas en un proceso en el que el volumen varía, pero en el que la presión permanece constante. Este último proceso termina cuando la temperatura alcanza los 50 °C. Supónganse los procesos cuasietáticos y calcúlese (a) la masa de refrigerante en kg, (b) el calor transferido, en kJ, durante el proceso a volumen constante, y (c) el calor transferido durante el proceso a presión constante en kJ.

- 3.91. Un sistema que inicialmente tiene un volumen de 2 m³ está lleno con vapor de agua a 30 bar y 400 °C (estado 1). El sistema se enfría a volumen constante hasta 200 °C (estado 2). El primer proceso está seguido por otro a temperatura constante que finaliza con el agua como líquido saturado (estado 3). Hállese el calor total transferido en kJ y su sentido. Hágase el esquema de los dos procesos con relación a la línea de saturación en un diagrama *Pv*.
- 3.92. Se tiene agua inicialmente como vapor saturado a 1 bar (estado 1). Se le extrae calor a presión constante hasta que su volumen alcanza el valor 1.000 cm³/g (estado 2). Después se le suministra calor a volumen constante hasta que la presión alcanza los 3 bar (estado 3). (a) Para el proceso 1-2 determinése el trabajo, la variación de energía interna y el calor transferido en kJ/kg. (b) Determinése las mismas magnitudes para el proceso 2-3 también en kJ/kg. (c) Dibújese, con relación a la línea de saturación, un esquema de los dos procesos en un diagrama *Pv*.
- 3.931. Un sistema cerrado que inicialmente tiene un volumen de 5,0 ft³ está lleno con vapor de agua a 450 psia y 700 °F (estado 1). El sistema se enfría a volumen constante hasta 400 °F (estado 2). Este proceso va seguido por otro a temperatura constante que finaliza con el agua como líquido saturado (estado 3). (a) Hállese el calor total transferido en Btu y su sentido. (b) Hágase el esquema de los dos procesos con relación a la línea de saturación en un diagrama *Pv*.
- 3.941. Se tiene agua inicialmente como vapor saturado a 60 psia (estado 1). En primer lugar se calienta a presión constante hasta 600 °F (estado 2). Después se enfría a volumen constante hasta una presión de 10 psia (estado 3). (a) Determinése, en Btu/lb_m, el trabajo, la variación de energía interna y el calor transferido para el proceso 1-2. (b) Determinése las mismas magnitudes para el proceso 2-3, también en Btu/lb_m. (c) Dibújese, con relación a la línea de saturación, un esquema de los dos procesos en un diagrama *Pv*.
- 3.95. Un recipiente aislado térmicamente que se mantiene a 25 bar se encuentra dividido en dos partes mediante un tabique adiabático. Una de las partes contiene 0,50 kg de agua a 20 °C mientras que la otra contiene vapor de agua saturado. Determinése la cantidad de vapor de agua saturado presente si, al romper el tabique, el estado final del agua es una mezcla húmeda con una calidad del 30 por 100.

LOS MODELOS DE GAS IDEAL, DE ESTADOS CORRESPONDIENTES Y DE SUSTANCIA INCOMPRESIBLE



Generador movido por una turbina de vapor en una planta de potencia geotérmica cercana a Brawley, California.

En el capítulo anterior se han presentado las tablas de datos de P , v , T , u , h y s en estados de saturación, de sobrecalentamiento y de líquido comprimido de sustancias puras. Los valores de estas tablas se han establecido a partir de datos P - T experimentales, medidos en las distintas fases, junto con las relaciones teóricas entre propiedades (como se desarrolla en el Capítulo 12). Siempre que se disponga de estos datos en la literatura, deben utilizarse con preferencia a cualquier otra información. No obstante, si los datos no existen o resultan escasos, los modelos de relaciones entre propiedades suelen ser una aproximación provechosa. Al igual que en todas las técnicas de modelado, se debe ser cuidadoso para comprender las limitaciones de estos modelos. En este capítulo se va a limitar el estudio a gases modelados como gases ideales, y a líquidos y sólidos modelados como sustancias incompresibles. Estos modelos resultan bastante precisos en el caso de muchos de los sistemas tratados en ingeniería.

4.1. ECUACIÓN DE ESTADO DE GAS IDEAL

Las ecuaciones que relacionan las variables P , v y T resultan de particular interés en termodinámica. El comportamiento PvT de muchos gases a presiones bajas y temperaturas moderadas se puede *modelar* bastante bien por medio de la *ecuación de estado de gas ideal*, esto es,

$PV = NR_uT$

[4.1]

o bien

$P\bar{v} = R_uT$

[4.2]

donde N representa el número de moles de un gas y \bar{v} es el volumen específico en base molar. Para designar las propiedades en base molar se emplea, desde el Capítulo 4 hasta el 10, una barra sobre el símbolo de las propiedades específicas correspondientes. La magnitud R_u es la *constante universal de los gases*. Los valores de R_u en varios conjuntos de unidades son

$$R_u = \begin{cases} 0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K} \\ 8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ 8,314 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K} \\ 1,545 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R} \\ 0,730 \text{ atm} \cdot \text{ft}^3/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R} \\ 1,986 \text{ Btu/lbmol} \cdot ^\circ\text{R} \end{cases}$$

Adviértase que R_u se ha expresado tanto en unidades del SI como del USCS. También se encuentran tabulados los valores en las Tablas A-1 y A-11.

La ecuación del gas ideal se utiliza con frecuencia con unidades de masa como el kilogramo o la libra, en lugar del kmol o la libra-mol. En estos casos, en la ecuación del gas ideal se emplea una *constante específica del gas R* en lugar del valor universal R_u . Recuérdese que la masa de un mol de una sustancia recibe el nombre de *masa molar M*. De esto se obtiene que las constantes universal y específica del gas están relacionadas por

$R \equiv \frac{R_u}{M}$

[4.3]

En las Tablas A.3 y A.31 se recogen los valores de M para algunos elementos y compuestos comunes. Como R depende de la masa molar de la sustancia, su valor es diferente para cada una, incluso si se expresa en las mismas unidades. La Figura 4.1 muestra el valor de R en $\text{kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}$ para seis gases comunes. Las expresiones equivalentes de la ecuación del gas ideal en base masa son

$PV = mRT$ o $Pv = \frac{R_uT}{M} = RT$ o $P = \rho RT$

[4.4]

donde v es el volumen específico en base masa, ρ la densidad (masa por unidad de volumen), y m es la masa del sistema. Recuérdese que los moles N y la masa m están relacionados con la masa molar M mediante la relación $N = m/M$. Póngase mucho cuidado para no olvidar que en la ecuación de estado del gas ideal la temperatura se pone siempre en kelvin o en grados Rankine.

Figura 4.1. Las constantes específicas del gas en $\text{kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}$ para seis sustancias comunes.

Sustancia	R
Aire	0,287
Ar	0,208
N ₂	0,297
He	2,077
CO ₂	0,189
H ₂	4,124

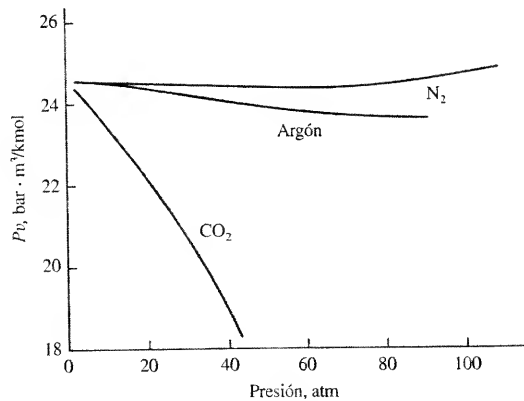


Figura 4.2. Datos experimentales que muestran la variación de $P\bar{v}$ con la presión a una temperatura dada, para varios gases.

Según la Ecuación [4.2], si un gas fuese ideal a cualquier presión, para una temperatura dada la cantidad $P\bar{v}$ debería ser constante, independientemente de la presión. La representación gráfica de $P\bar{v}$ frente a P a una temperatura dada debería ser una línea horizontal. En la Figura 4.2 se muestran datos experimentales típicos de este tipo de diagramas. Adviértase que el nitrógeno se aproxima al comportamiento ideal en un intervalo amplio de presiones, pues la línea dibujada sobre los datos experimentales es prácticamente horizontal hasta la presión de 30 atm al menos. El argón comienza a desviarse a una presión superior a 10 atm aproximadamente. El dióxido de carbono, sin embargo, puede considerarse independiente de la presión únicamente a presiones extremadamente bajas, para una temperatura dada. Esta diferencia de comportamiento puede explicarse, desde el punto de vista molecular, en función de las fuerzas que actúan entre las partículas del gas. A medida que disminuye la presión a temperatura constante, la densidad de las partículas disminuye. A presiones suficientemente bajas, las fuerzas entre partículas se hacen despreciables, debido a que las partículas se encuentran relativamente distantes. Cuando estas fuerzas son despreciables, los gases se comportan como gases ideales. Por esta razón, todos los gases se comportan como gases ideales al ir tendiendo a cero la presión. Como *modelo*, la ecuación de estado del gas ideal es, en el mejor de los casos, únicamente una aproximación estrictamente válida sólo a presión cero. Sin embargo, para gases mono y diatómicos, la ecuación del gas ideal es generalmente una buena aproximación hasta presiones de 10 a 20 atm a temperatura ambiente y superior, con errores de precisión que no superan un porcentaje muy pequeño. La temperatura máxima para la que se puede modelar un gas mediante la ecuación del gas ideal depende del grado de precisión que se desee.

Los datos de la Figura 4.2 indican que la magnitud $P\bar{v}$ en gases es función tanto de P como de T . Sin embargo, al ir disminuyendo la presión, el producto $P\bar{v}$ tiende al mismo valor, independientemente de la naturaleza del gas. Esto es, el límite de $P\bar{v}$ a presión cero es el mismo para *todos* los gases a la *misma* temperatura. Como el valor de $P\bar{v}$ es una constante, y $P\bar{v} = R_uT$, en el límite cuando P tiende a cero, entonces

$$\lim_{P \rightarrow 0} \frac{P\bar{v}}{T} \equiv R_u$$

De este modo, esta extrapolación de los datos de $P\bar{v}/T$ a presión cero proporciona el procedimiento experimental para evaluar la constante universal de los gases.



Adviértase la diferencia entre R_u y R , y la manera en que están relacionadas.

EJEMPLO 4.1

Determinése (a) el volumen específico del nitrógeno gaseoso, en m³/kg, a 27 °C y presiones de 1, 10, 50 y 100 bar, y (b) el volumen específico del vapor de agua, en ft³/lb_m, a 400 °F y presiones de 14,7, 40, 100 y 200 psia basándose en (1) el modelo de gas ideal, y (2) las tablas de vapor sobrecalentado. Coméntense los resultados.

Solución

Datos. (a) Nitrógeno gaseoso a 27 °C y 1, 10, 50 y 100 bar; (b) vapor de agua a 400 °F y 14,7, 40, 100 y 200 psia.

Incógnitas. v para (a) en m³/kg y para (b) en ft³/lb_m a partir (1) del modelo de gas ideal y (2) de las tablas de vapor sobrecalentado.

Modelo. Gas ideal.

Análisis. El volumen específico de un gas en base masa, modelado como gas ideal, se obtiene de la Ecuación [4.4]. $v = R_u T / PM$.

(a) La temperatura absoluta en unidades del SI es 273 + 27 = 300 K, la masa molar del nitrógeno, tomada de la Tabla A.2, es 28,01 kg/kmol, y un valor apropiado de R_u es 0,08314 bar · m³/kmol · K. El empleo de estos valores y una presión de 1 bar en la Ecuación [4.4] da

$$v = \frac{R_u T}{PM} = \frac{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \times \frac{300 \text{ K}}{1,0 \text{ bar}} \times \frac{1 \text{ kmol}}{28,01 \text{ kg}} = 0,8905 \text{ m}^3/\text{kg}$$

En la Figura 4.3a se recogen los valores calculados con las otras tres presiones y los valores tabulados para sobrecalentamiento, tomados de la Tabla A.20. Nótese que el modelo de gas ideal concuerda bastante bien con los datos tabulados basados en medidas experimentales. Incluso a 100 bar el error es solamente del 0,5 por 100. Así que para el nitrógeno a temperatura ambiente el modelo de gas ideal es bastante bueno, incluso a 50 o a 100 bar.

(b) La temperatura absoluta del vapor de agua en unidades USCS es 400 + 460 = 860 °R. Se toma R_u igual a 10,73 psia · ft³/lbmol · °R, y M como 18,02 lb_m/lbmol.

Sustituyendo estos valores y la presión de 14,7 psia en la Ecuación [4.4] se tiene

$$v = \frac{10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3}{\text{lbmol} \cdot \text{°R}} \frac{(400 + 460) \text{ °R}}{14,7 \text{ psia}} \frac{1 \text{ lbmol}}{18,02 \text{ lb}_m} = 34,84 \text{ ft}^3/\text{lb}_m$$

En la Figura 4.3b se recogen los valores calculados con las otras tres presiones, y los valores tabulados para estados sobrecalentados tomados de la Tabla A.141. En este caso, a tan sólo 200 psia (13,6 bar) se tiene un 8,6 por 100 de error. Para disminuir el error que se comete utilizando el modelo de gas ideal para el agua a 400 °F se necesita que la presión sea 14,7 psia (1 bar) o menor.

Comentario. La validez del modelo de gas ideal depende mucho tanto de la sustancia como de los intervalos de presión y temperatura. En el Apartado 4.6 se explica un método para estimar si es adecuado el modelo de gas ideal cuando no se dispone de datos tabulados.

En algunos cálculos en los que intervienen los gases ideales no es necesario conocer el valor de la constante del gas. Una gran parte de las relaciones termodinámicas requieren, más que un conocimiento de los valores reales de dicha propiedad, el conocimiento de cocientes de una propiedad determinada. Por ejemplo, puede necesitarse información sobre el valor de v_2/v_1 . Se ve fácilmente que para un gas ideal

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{RT_2/P_2}{RT_1/P_1} = \frac{T_2 P_1}{T_1 P_2}$$

Calcular primero los valores individuales de v_2 y v_1 con la ecuación del gas ideal y después calcular el cociente de los dos valores supone un trabajo considerablemente mayor que utilizar directamente la relación anterior. Además, cuando se hacen los cálculos por separado existe la posibilidad de cometer errores de cálculo o de unidades.

(a) Nitrógeno a 300 K		
P, bar	v_{ideal}	v_{tabla}
1	0,8905	0,8902
10	0,0890	0,0889
50	0,0178	0,0178
100	0,0089	0,00895

(b) Vapor de agua a 400 °F		
P, psia	v_{ideal}	v_{tabla}
14,7	34,84	34,67
40,0	12,80	12,62
100,0	5,12	4,93
200,0	2,56	2,36

Figura 4.3. Resumen de los datos del Ejemplo 4.1.

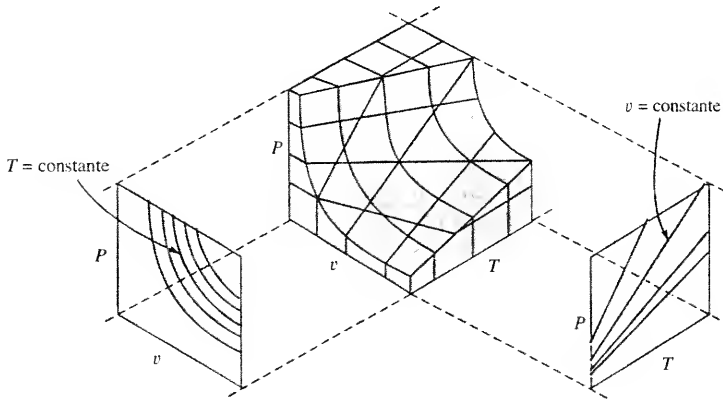


Figura 4.4. La superficie PvT y las proyecciones PT y Pv para el comportamiento de gas ideal.

Una de las consecuencias interesantes de la utilización del modelo de gas ideal es que así los estados de equilibrio de un gas pueden representarse mediante una superficie bastante sencilla en un sistema de coordenadas rectangular. Recuerdese del Apartado 3.1 que la relación funcional entre las propiedades de una sustancia simple compresible viene dada por $y_0 = f(y_1, y_2)$. Esta relación se puede representar gráficamente como una superficie mediante las coordenadas y_0, y_1, y_2 . Si se representa gráficamente la ecuación $Pv = RT$ en un sistema de coordenadas PvT , se origina una superficie que tiene la forma genérica mostrada en el centro de la Figura 4.4. Las líneas de temperatura constante (isotermas) aparecen como hipérbolas sobre la superficie, ya que en este caso Pv es constante. Las condiciones de presión constante o de volumen constante se representan sobre esta superficie mediante líneas rectas. La superficie PvT de la Figura 4.4 representa una parte de la región de sobrecalentamiento de la Figura 3.1, en que la presión es baja y la temperatura relativamente alta. La Figura 4.4 muestra también las proyecciones PT y Pv de la superficie PvT de un gas ideal. Se pone claramente de manifiesto la naturaleza hiperbólica de las líneas de temperatura constante sobre el plano Pv y el comportamiento lineal de las líneas de volumen constante sobre el plano PT . Aunque no se muestra, también puede proyectarse esta superficie sobre el plano Tv . En el Capítulo 2 se utilizó el plano Pv para mostrar y comparar el trabajo asociado con varios procesos cuasiestáticos en los que interviene el trabajo de compresión/expansión. En ese caso, la interacción trabajo estaba representada mediante un área en el plano Pv .



Adviértase la posición de las líneas isotermas en un diagrama Pv y la de las líneas de volumen constante en un diagrama PT , para un gas ideal.

4.2. RELACIONES ENTRE LA ENERGÍA INTERNA, LA ENTALPÍA Y LAS CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS DE LOS GASES IDEALES

Para efectuar balances de energía apropiados en procesos en los que intervienen gases ideales es necesario evaluar cambios de la energía interna y la entalpía de estos gases. La variación de energía interna, du , para cualquier sustancia simple compresible viene dada por la Ecuación [3.11], esto es,

$$du = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad [3.11]$$

El segundo coeficiente, $(\partial u / \partial v)_T$, es una medida de la variación de la energía interna de una sustancia al variar su volumen a temperatura constante. A partir de consideraciones microscópicas, la energía interna de un gas ideal no debería ser función del volumen del sistema. Según se ha descrito en el apartado anterior, en un gas ideal no existen fuerzas entre las partículas. Así, un cambio de distancia entre partículas debido a una modificación del volumen del sistema no debería afectar a su energía. Este resultado fue confirmado por Joule en 1843. Sus experimentos indicaron indirectamente que la energía interna de los gases a presiones bajas era fundamentalmente una función de la temperatura únicamente. Es decir, $(\partial u / \partial v)_T$ es aproximadamente cero a presiones bajas.

Por tanto, cuando se modela una sustancia como gas ideal, el coeficiente $(\partial u / \partial v)_T$ de la Ecuación [3.11] puede tomarse como cero. Así, se puede escribir

$$du = c_v dT \quad \text{para gases ideales} \quad [4.5]$$

Por tanto, la energía interna de un gas ideal, *al contrario que la de los gases reales*, es función de una variable independiente únicamente, la temperatura. Esta ecuación es, sin embargo, engañosa en un aspecto. La aparición del término c_v en la ecuación conduce a menudo a una mala interpretación del uso apropiado de la ecuación. Si un gas se comporta fundamentalmente como gas ideal, esta expresión de du es válida para *todos los procesos*, independientemente del camino. El empleo de la ecuación *no* queda restringido a procesos a volumen constante. Puesto que la capacidad térmica específica a volumen constante para una sustancia simple compresible se define como $(\partial u / \partial T)_v$, el valor de c_v para los gases ideales también debe ser únicamente función de la temperatura.

La ampliación de estos resultados a la función entalpía h resulta inmediata. Por definición, $h = u + Pv$, y para los gases ideales $Pv = RT$. Así pues, se puede escribir

$$dh = du + d(Pv) \quad \text{y} \quad d(Pv) = d(RT) = R dT$$

La variación de entalpía de un gas ideal queda entonces

$$dh = du + R dT \quad [4.6]$$

Los términos del segundo miembro de la Ecuación [4.6] son función únicamente de la temperatura en el caso de un gas ideal. Por tanto, la entalpía de un gas hipotéticamente ideal es también función de la temperatura únicamente. Asimismo, como $c_p \equiv (\partial h / \partial T)_p$, los valores de c_p de los gases ideales son función de la temperatura únicamente.

Para evaluar la variación de entalpía de un gas ideal, se arranca de la Ecuación [3.14], que es una expresión general de dh para una sustancia simple compresible cualquiera:

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad [3.14]$$

Como la entalpía de un gas ideal es únicamente función de la temperatura, la ecuación anterior se reduce a

$$dh = c_p dT \quad \text{para gases ideales} \quad [4.7]$$

La integración de las Ecuaciones [4.5] y [4.7] para un proceso finito cualquiera conduce a

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT \quad \text{para gases ideales} \quad [4.8]$$

y

$$\Delta h = h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dT \quad \text{para gases ideales} \quad [4.9]$$

El par de ecuaciones anterior es válido para *todos los procesos* de un gas ideal y no está restringido a procesos a volumen constante o a presión constante. La integración de las Ecuaciones [4.8] y [4.9] que permiten obtener Δu y Δh para una sustancia dada exige conocer la variación de la capacidad térmica específica con la temperatura a presiones bajas. En el apartado siguiente se estudia el comportamiento general de las capacidades térmicas específicas de los gases ideales, tanto sus órdenes de magnitud como su dependencia funcional de la temperatura.

Sustituyendo las Ecuaciones [4.5] y [4.7] en la Ecuación [4.6], se obtiene una relación especial entre c_p y c_v para gases ideales. Esto conduce a

$$c_p dT = c_v dT + R dT$$

Por tanto

$$c_p - c_v = R \quad \text{para gases ideales} \quad [4.10]$$

Esta sencilla relación entre c_p y c_v de un gas ideal es muy importante, puesto que el conocimiento bien de c_p o bien de c_v permite calcular la otra a partir de la ecuación anterior. Cuando las capacidades térmicas específicas vienen dadas como valores molares, el valor de R de esta ecuación es R_u , la constante universal de los gases, y se tiene que $\bar{c}_p - \bar{c}_v = R_u$.



Adviértase que para una sustancia modelada como gas ideal, tanto u como h son únicamente función de la temperatura.

4.3. CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS DE LOS GASES IDEALES

Según el postulado de estado, las capacidades térmicas específicas c_p y c_v de los gases en general son función de la presión y la temperatura. Sin embargo, según se va disminuyendo la presión y el comportamiento de un gas real se va aproximando al de un gas ideal, la influencia de la presión en las capacidades térmicas específicas se va haciendo despreciable. Como consecuencia, las capacidades térmicas específicas de los gases a presiones muy bajas frecuentemente reciben el nombre de *capacidades térmicas específicas de gas ideal o a presión cero*. Los símbolos $c_{p,0}$ y $c_{v,0}$ representan valores en ese estado de presiones muy bajas. En la Figura 4.5 se representan los valores de capacidades térmicas molares a presión constante \bar{c}_p de algunos gases comunes. En esta figura se observa que un gas monoatómico como el argón tiene un valor de $\bar{c}_{p,0}$ que se mantiene prácticamente constante en todo el intervalo de temperatura. La Figura 4.5 muestra también que las moléculas de dos átomos o más no tienen un valor constante de \bar{c}_p . Estas moléculas más complejas muestran un aumento de c_p al aumentar la temperatura a presiones bajas. Los valores de $\bar{c}_{p,0}$ de los gases diatómicos que se muestran en la Figura 4.5 aumentan su valor hasta en un 25 por 100 en el intervalo de 0 a 1.100 °C (0 a 2.000 °F).

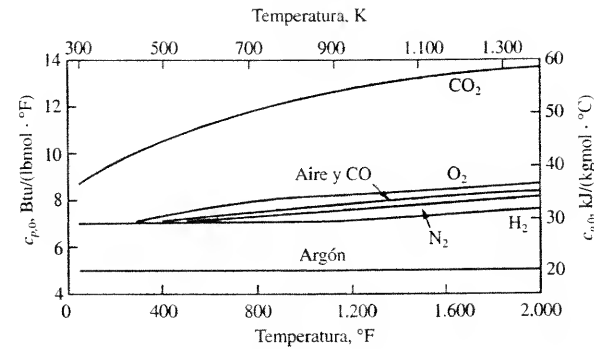


Figura 4.5. Valores de $c_{p,0}$ de siete gases comunes. (Basados en datos tomados de NBS Circular 564, 1955.)

4.3.1. CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS DE GASES MONOATÓMICOS

Tanto la teoría cinética de gases como la mecánica cuántica estadística predicen que el valor de $\bar{c}_{p,0}$ de un gas ideal monoatómico es $(5/2)R_u$. Este valor de 20,8 kJ/kmol · °C o de 4,97 Btu/lbmol · °F es característico de todos los *gases monoatómicos*. Basándose en la Ecuación [4.10], se encuentra que $\bar{c}_{v,0}$ es igual a $(3/2)R_u$. Por tanto, el valor de c_v de los gases monoatómicos será aproximadamente igual a 12,5 kJ/kmol · °C, o 2,98 Btu/lbmol · °F, en un intervalo amplio de temperatura. Estos valores de capacidades térmicas específicas también se dan en el Apartado 2 de las Tablas A.3 y A.3I del Apéndice.

La integración de las Ecuaciones [4.8] y [4.9] para Δu y Δh es inmediata para gases monoatómicos, porque c_v y c_p son constantes y pueden sacarse fuera de la integral. Por tanto

$$\Delta u = \int_1^2 c_v dT = c_v \Delta T \quad (\text{gas monoatómico}) \quad [4.11]$$

y

$$\Delta h = \int_1^2 c_p dT = c_p \Delta T \quad (\text{gas monoatómico}) \quad [4.12]$$

para todos los gases monoatómicos.

4.3.2. INTEGRACIÓN DE EXPRESIONES ALGEBRAICAS CON c_p Y c_v

Para integrar las Ecuaciones [4.8] y [4.9] para otros tipos de gases, por lo general se necesitan ecuaciones que relacionen c_v y c_p con la temperatura. Los datos de capacidades térmicas específicas en función de la temperatura, o se miden directamente, o se evalúan teóricamente basándose en modelos moleculares y en datos espectroscópicos de las moléculas. Entonces, se pueden ajustar ecuaciones algebraicas precisas con los datos experimentales o calculados, mediante técnicas de cálculo numérico. Estas ecuaciones podrían representar, por ejemplo, las líneas que se muestran en la Figura 4.5. En el Apartado 3 de las Tablas A.3 y A.3I se dan

las ecuaciones de $\bar{c}_{p,0}$ para unos cuantos gases comunes. El autor de las mismas especifica la unidad de temperatura. Las unidades de \bar{c}_p dependen de la elección de R_u , puesto que la ecuación global está escrita en forma adimensional.

En muchas tablas de capacidades térmicas específicas se indica el intervalo de temperatura en el que es aplicable una ecuación. También se señala con frecuencia el tanto por ciento máximo de error de una ecuación cuando se utiliza dentro del intervalo de temperatura prescrito. La forma algebraica de tales ecuaciones es arbitraria.

En la bibliografía se dispone de expresiones de $\bar{c}_{p,0}$ análogas a las de las Tablas A.3 y A.3I para un gran número de sustancias. La utilización de estas expresiones en las relaciones dadas por las Ecuaciones [4.8] y [4.9] para el gas ideal, es decir,

$$\Delta u = \int_{T_1}^{T_2} c_v dT \quad \text{y} \quad \Delta h = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT$$

hacen posible la integración directa. Tales integrales se deberán efectuar para cada conjunto de temperaturas límite de interés. Para efectuar diseños en ingeniería pueden ser necesarios muchos cálculos repetitivos, pero el empleo de ordenadores reduce en gran medida este trabajo.

4.3.3. TABLAS DE GAS IDEAL

En algunos casos se desea una precisión razonable, pero la integración repetitiva de las ecuaciones de Δu y Δh anteriores no resulta oportuna. Para cubrir estas necesidades se han tabulado exhaustivamente los datos de energía interna y entalpía de muchos gases, con incrementos de temperatura relativamente pequeños. Estas tablas son el resultado de la integración de datos precisos de capacidades térmicas específicas, y simplifican en gran medida la evaluación de Δu y Δh cuando los cálculos repetitivos no son esenciales. Para obtener los valores de u y h de estas tablas, el proceso de integración se ha basado en la modificación siguiente de la Ecuación [4.9]

$$h = h_{\text{ref}} + \int_{T_{\text{ref}}}^T c_p dT \quad [4.13]$$

Esto es, para obtener cualquier valor de h a una temperatura dada T , se fija un valor de referencia arbitrario h_{ref} a una temperatura de referencia T_{ref} . En las tablas de gas ideal del Apéndice, el valor de referencia arbitrario $h = 0$ se elige a 0 K. Por tanto, se desarrolla una tabla de valores de h frente a T a partir de la expresión

$$h = \int_0^T c_p dT \quad [4.14]$$

para la que deben conocerse las expresiones de c_p en función de T en todo el intervalo de temperatura. Utilizando $u = h - Pv = h - RT$ con los valores de temperatura elegidos, se genera una tabla de la energía interna específica frente a la temperatura a partir de datos de entalpía específica.

Los datos de h y u del aire de la Tabla A.5 vienen dados en kJ/kg, y en la Tabla A.5I están en Btu/lb_m. Las Tablas A.6I a A.11I recogen la entalpía específica molar \bar{h} y la energía interna molar \bar{u} de los gases N₂, O₂, CO, CO₂, H₂O y H₂ en kJ/kmol y Btu/lbmol. En capítulos posteriores se presentan otras propiedades que aparecen en esas tablas y no se utilizarán ahora.



Adviértase que tanto c_v como c_p de cualquier gas ideal monoatómico son independientes de la temperatura.



Adviértase que, en este texto, u y h del aire están tabuladas en base masa, mientras que para el resto de los gases ideales estos mismos datos vienen tabulados en base molar.

T, K	Aire	Oxígeno
300	1,005	0,918
350	1,008	0,928
400	1,013	0,941
450	1,020	0,956
500	1,029	0,972

Figura 4.6. Los valores de $c_{p,0}$ de dos gases comunes frente a la temperatura.

4.3.4. APROXIMACIÓN CON CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS MEDIAS

Además de las expresiones de c_p en función de la temperatura, el Apartado 1 de las Tablas A.3 y A.31 tiene también los valores de $c_{p,0}$ y $c_{v,0}$ en función de la temperatura de unos cuantos gases comunes. En la Figura 4.6 se muestra una lista resumida de datos de dos de estos gases, tomados de la Tabla A.3. Observando estos datos, se aprecia que las capacidades térmicas específicas se mantienen casi constantes dentro de intervalos de temperatura pequeños (hasta varios cientos de grados). Con esta situación, se introduce poco error si se suponen constantes las capacidades térmicas específicas. Además, en el intervalo de temperatura dado, se utiliza tanto la media aritmética de c_v como la de c_p . Cuando se emplea la media aritmética para calcular Δu o Δh , las Ecuaciones [4.8] y [4.9] se reducen a

$$\Delta u = u(T_2) - u(T_1) = c_{v,m} \Delta T \quad [4.15]$$

y

$$\Delta h = h(T_2) - h(T_1) = c_{p,m} \Delta T \quad [4.16]$$

siendo $c_{v,m} = (c_{v,1} + c_{v,2})/2$ entre los estados 1 y 2. Para $c_{p,m}$ se emplea una ecuación análoga. Obsérvese que los valores de c_v y c_p de *gases monoatómicos*, estudiados anteriormente, se muestran también en el Apartado 2 de las Tablas A.3 y A.31. Las Ecuaciones [4.15] y [4.16] sirven también para gases monoatómicos.

La Figura 4.7 muestra una gráfica típica de c_p frente a la temperatura. La capacidad térmica específica media *verdadera* entre los estados 1 y 2 se designa por c_p^* en la figura. Este valor se encuentra trazando una línea horizontal de manera que las áreas coloreadas sean iguales. En este caso particular, el valor de $c_{p,m}$ queda por debajo de c_p^* . Sin embargo, para intervalos pequeños de temperatura, el empleo de $c_{p,m}$ en lugar de c_p^* supone un error muy pequeño en el valor de Δh . De manera alternativa, se puede emplear la capacidad térmica específica a la temperatura media $(T_1 + T_2)/2$ para la determinación de $c_{v,m}$ y $c_{p,m}$. No existe ninguna razón para preferir un método frente al otro. Como método último de aproximación poco precisa, se podría emplear el valor de la capacidad térmica específica del estado *inicial* en lugar del valor medio. Esta técnica resulta útil cuando todavía se desconoce el valor de la temperatura final.

Resumiendo, la evaluación de las integrales de $c_v dT$ y de $c_p dT$ se puede llevar a cabo por uno de los cuatro métodos siguientes. Están escritos en orden decreciente de precisión:

1. Utilización de una ecuación precisa de capacidad térmica específica en función de la temperatura, basada en datos experimentales.

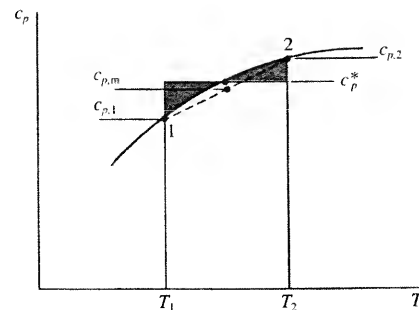


Figura 4.7. Ilustración de la diferencia entre el valor medio verdadero de la capacidad térmica específica c_p^* y la correspondiente a la media aritmética, para un intervalo de temperatura dado.

2. Utilización de datos tabulados de u y h , basados en ecuaciones de capacidad térmica específica precisas. Esto puede llevar a interpolar datos.
3. Utilización de una capacidad térmica específica media aritmética en el intervalo de temperatura deseado.
4. Utilización de la capacidad térmica específica del estado inicial, suponiéndola constante.

El Ejemplo 4.2 que sigue ilustra y compara varios métodos de evaluación del cambio de entalpía de un gas ideal.

EJEMPLO 4.2

Calcúlese la variación de entalpía del aire que se calienta, a presión baja, desde 300 K hasta 500 K, utilizando (a) una ecuación empírica para la capacidad térmica específica, (b) datos de h de las tablas del aire, y (c) datos tabulados de capacidad térmica específica media, en kJ/kg.

Solución

Datos. Se calienta aire desde 300 K hasta 500 K a presión baja.

Incógnitas. Δh con (a) una ecuación empírica para $c_{p,0}$, (b) datos de h de las tablas, y (c) datos de $c_{p,m}$, en kJ/kg.

Modelo. Gas ideal.

Análisis. La variación de entalpía de un gas ideal viene dada de forma general por $\Delta h = \int c_{p,0} dT$.

(a) La expresión de \bar{c}_p/R_u para el aire como gas ideal se encuentra en el Apartado 3 de la Tabla A.3 del Apéndice. Tomando para R_u el valor de $8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$, la ecuación para $c_{p,0}$ queda

$$\bar{c}_{p,0} = 30,37 - 11,09 \times 10^{-3} T + 27,36 \times 10^{-6} T^2 - 15,88 \times 10^{-9} T^3 + 2,29 \times 10^{-12} T^4$$

donde $\bar{c}_{p,0}$ se mide en $\text{kJ/(kmol} \cdot \text{K)}$ y T va en kelvin. Si se supone que el aire presenta comportamiento de gas ideal, la sustitución de la ecuación de $c_{p,0}$ anterior en la Ecuación [4.9] y posterior integración conduce a

$$\Delta \bar{h} = \int_1^2 c_{p,0} dT = \int_{300}^{500} (30,37 - 11,09 \times 10^{-3} T + 27,36 \times 10^{-6} T^2 - 15,88 \times 10^{-9} T^3 + 2,29 \times 10^{-12} T^4) dT = (6,074 - 887 + 216 + 13) \text{ kJ/kmol} = 5,878 \text{ kJ/kmol}$$

Como 1 kmol de aire contiene 28,97 kg

$$\Delta h = (5,878/28,97) \text{ kJ/kg} = 202,9 \text{ kJ/kg}$$

(b) También se puede obtener la integral de $c_p dT$ a partir de los valores de h leídos directamente en la Tabla A.5 del Apéndice, que contiene las propiedades del aire seco como gas ideal. Así,

$$\Delta h = h_2 - h_1 = (503,02 - 300,19) \text{ kJ/kg} = 202,8 \text{ kJ/kg}$$

(c) Tomando un valor medio de la capacidad térmica específica, la Ecuación [4.16] muestra que $\Delta h = c_{p,m} \Delta T$. A 300 y 500 K, se toman de la Tabla A.3M los valores de c_p de 1,005 y 1,029 kJ/kg \cdot K, respectivamente. Utilizando la media aritmética 1,017 kJ/kg \cdot K, se tiene que

$$\Delta h = c_{p,m} \Delta T = 1,017(200) \text{ kJ/kg} = 203,4 \text{ kJ/kg}$$

Esta repuesta, basada en una variación lineal de c_p con la temperatura, se diferencia del valor integrado en un 0,2 por 100 aproximadamente. Esta semejanza de resultados no resulta extraña, porque el intervalo de temperatura es razonablemente pequeño. Las tres repuestas son básicamente la misma.

Comentario. Este problema pone de manifiesto el hecho de que el uso de datos de capacidades térmicas medias conduce a resultados razonablemente precisos si el intervalo de temperatura es pequeño. De hecho, en este problema en particular, el empleo de c_p a 300 K (la temperatura inicial) 1.005 kJ/kg · °C, arroja un valor de Δh igual a 201.0 kJ/kg, que resulta únicamente un 1 por 100 menor que el resultado del Apartado *a*. Para valores de ΔT apreciablemente mayores, la discrepancia de resultados será mayor.

EJEMPLO 4.3

Se calienta vapor de agua de 600 a 700 °F a presiones de 14,7, 100, 250 y 500 psia. Determine la variación de energía interna, en Btu/lb_m, (a) si se emplea el modelo de gas ideal, y (b) si se usan datos de gas real tabulados.

Solución

Datos. Vapor de agua que se calienta de 600 a 700 °F a presiones de 14,7, 100, 250 y 500 psia.

Incógnitas. Δu empleando (a) datos de gas ideal, y (b) datos de tablas de vapor sobre-calentado.

Modelo. Datos de gas ideal comparados con los de gas real.

Análisis. (a) La variación de energía interna de un gas ideal no depende de la presión. Si se emplea la Tabla A.10I de gas ideal

$$\Delta u = \frac{\bar{u}_2 - \bar{u}_1}{M} = \frac{(7.163,5 - 6.490,0) \text{ Btu/lbmol}}{18,02 \text{ lb/lbmol}} = 37,4 \text{ Btu/lb}_m$$

(b) Los datos basados en medidas experimentales se encuentran en la Tabla A.14I. Para 14,7 psia

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (1.252,8 - 1.218,6) \text{ Btu/lb} = 37,5 \text{ Btu/lb}_m$$

La solución como gas ideal es tan sólo un 0,3 por 100 inferior al valor medido. Sin embargo, a 100, 200 y 500 psia, los valores de Δu tomados de la Tabla A.14I son 38,6, 40,6 y 44,9 Btu/lb. En estos casos, el modelo de gas ideal da unos resultados que son un 3,1, un 7,9 y un 16,7 por 100 inferiores a los valores medidos.

Comentario. Cuanto mayor es la presión, peores resultados se obtienen con el modelo de gas ideal, como era de esperar. Este ejemplo enseña que se debe ser cuidadoso al utilizar el modelo de gas ideal para evaluar u y h , así como el comportamiento PvT . Los datos basados en medidas experimentales deberán utilizarse siempre con preferencia frente a los datos basados en otros modelos.

4.4. ANÁLISIS ENERGÉTICO DE SISTEMAS CERRADOS QUE OBEDECEN AL MODELO DE GAS IDEAL

En los apartados anteriores se han desarrollado algunas relaciones básicas entre las propiedades de un gas ideal. Las más útiles son

$$Pv = RT \quad [4.4]$$

$$du = c_v dT \quad [4.5]$$

$$dh = c_p dT \quad [4.7]$$

$$c_p - c_v = R \quad [4.10]$$

Además, c_v y c_p son función de la temperatura únicamente. Para gases monoatómicos y diatómicos, se pueden emplear estas ecuaciones con una precisión razonable hasta presiones de 10 a 20 bares, o hasta presiones de varios cientos de psia y superiores, si la temperatura es igual o mayor que la temperatura ambiente. Si el intervalo de temperatura es pequeño (de algunos cientos de grados o menos), las variaciones de energía interna y de entalpía se pueden estimar con precisión utilizando capacidades térmicas específicas medias. En este caso $\Delta u = c_{v,m} \Delta T$ y $\Delta h = c_{p,m} \Delta T$. Para muchos gases se han integrado las ecuaciones de du y dh empleando datos precisos de capacidades térmicas específicas, y los resultados se han presentado en forma de tabla para incrementos de temperatura regulares. Para efectuar cálculos repetitivos, se pueden programar en un ordenador las ecuaciones de las capacidades térmicas específicas, como las de las Tablas A.3 y A.3I, y obtener así evaluaciones precisas de Δu y Δh en el intervalo de temperatura deseado.

Disponiendo de datos de u , h , c_p y c_v , se está en disposición de aplicar el principio de conservación de la energía a sistemas cerrados con gases a presiones relativamente bajas. Para sustancias simples compresibles, en un sistema cerrado, en reposo

$$Q + W = \Delta U \quad [2.36]$$

o por unidad de masa

$$q + w = \Delta u \quad [2.37]$$

Antes de continuar, sin embargo, es importante recordar las características de un diagrama Pv de un gas ideal. Este diagrama será un instrumento útil en la resolución de problemas. La Figura 4.8 muestra un diagrama Pv genérico de un gas ideal. Aparecen dos isothermas (líneas de temperatura constante) como hipérbolas, siendo $T_2 > T_1$. La variación de temperatura a lo largo del camino ab a presión constante es la misma que a lo largo del camino cb a volumen constante. Recuerdese que u y h son sólo función de la temperatura. Por tanto, la curva sobre la que están a y c es también una línea de energía interna y de entalpía constante, u_1 y h_1 . La curva sobre la que está b ha de representar u_2 y h_2 también, al igual que T_2 . De esto se deduce que en el diagrama Pv de un gas ideal se representan fácilmente cinco de sus propiedades importantes: P , v , T , u y h .

Los dos ejemplos siguientes ilustran la aplicación del procedimiento de resolución de problemas de sistemas con gases ideales. Se muestra también el empleo del diagrama Pv .

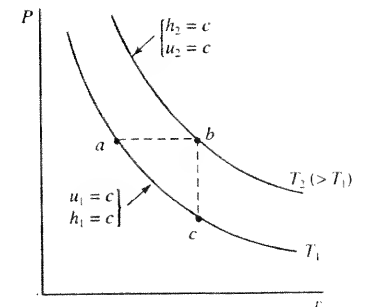


Figura 4.8. Gráfica Pv de un gas ideal cualquiera, donde se señalan las isothermas.

Un dispositivo cilindro-émbolo en posición vertical, con un volumen inicial de 0,1 m³, contiene 0,1 kg de nitrógeno gaseoso. El émbolo tiene un peso tal que el nitrógeno diatómico se mantiene siempre a una presión de 1,15 bar. Se permite que haya transferencia de calor hasta que el volumen sea el 75 por 100 de su valor inicial. Determinense (a) las temperaturas inicial y final del nitrógeno, en kelvin, y (b) la magnitud y sentido del calor transferido, en kilojulios, si el proceso se considera cuasiestático.

Solución

Datos. Se mantiene N₂ gaseoso a presión constante en un dispositivo cilindro-émbolo. Los datos de los procesos se muestran en el esquema de la Figura 4.9.

Incógnitas. (a) T_i y T_f en kelvin, (b) Q en kJ.

Modelo. Gas ideal en un sistema en reposo; proceso a presión constante, en cuasi-equilibrio.

EJEMPLO 4.4

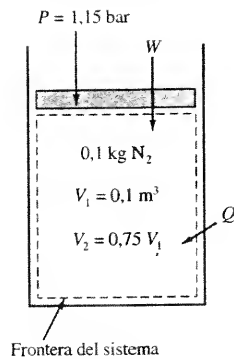


Figura 4.9. Esquema y datos del Ejemplo 4.4.

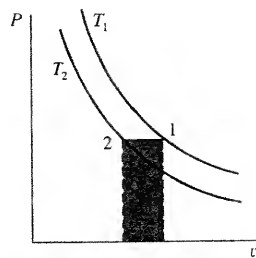


Figura 4.10. Diagrama Pv del proceso descrito en el Ejemplo 4.4.

Metodología. Las temperaturas se obtienen directamente de la ecuación del gas ideal, ya que se conocen la masa, las presiones inicial y final y los volúmenes. Entonces, la evaluación del trabajo en la frontera y de la variación de energía interna de manera independiente permiten calcular el calor transferido aplicando el balance de energía a un sistema cerrado.

Análisis. El sistema es la región limitada por la línea discontinua de la Figura 4.9. En la Figura 4.10 se muestra el proceso a presión constante en un diagrama Pv.

(a) Para obtener la temperatura inicial del gas T_i , se utiliza la ecuación de estado del gas ideal.

$$T_i = \frac{P_i V_i}{N R_u} = 1,15 \text{ bar} \times 0,1 \text{ m}^3 \times \frac{28 \text{ kg/kmol}}{0,1 \text{ kg}} \times \frac{\text{kmol} \cdot \text{K}}{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3} = 387 \text{ K}$$

Para un proceso a presión constante, la ecuación del gas ideal muestra también que $T_f = T_i (V_f/V_i)$. Así, la temperatura final T_f es

$$T_f = T_i \frac{V_f}{V_i} = 387 \text{ K} \left(\frac{0,75}{1,0} \right) = 290 \text{ K}$$

Por tanto, el intervalo de temperatura entre T_i y T_f es de 97 °C solamente.

(b) El principio de conservación de la energía para un sistema cerrado en reposo es

$$Q + W = \Delta U$$

Como el volumen de la masa control varía, se asocia con el proceso el trabajo $P dV$. Para evaluar esta forma de trabajo es necesario *suponer* que el proceso transcurre en cuasi-equilibrio. A presión constante, la integración de $-P dV$ conduce a $W_{\text{comp/exp}} = P \Delta V$. De ahí que la ecuación anterior se convierta, tras una reordenación

$$Q = \Delta U + P \Delta V$$

La variación de ΔU se puede obtener por medio de $c_{v,m} \Delta T$ o a partir de datos de u del nitrógeno de la Tabla A.6. Como ΔV se conoce de manera explícita, $P \Delta V$ puede calcularse directamente. Empleando un valor medio de c_v para el nitrógeno, que se toma de la Tabla A.3, se tiene que

$$Q = m_{v,m} \Delta T + P \Delta V = (0,1) \text{ kg} \times 0,745 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \times (290 - 387) ^\circ\text{C} + 1,15 \text{ bar} \times (0,075 - 0,10) \text{ m}^3 \times \frac{100 \text{ kJ}}{\text{bar} \cdot \text{m}^3} = (7,23 + 2,88) \text{ kJ} = -10,1 \text{ kJ}$$

La contribución de ΔU obtenida es de -7,23 kJ. Comparando, si se utilizasen los datos de \bar{u} de la Tabla A.6

$$\Delta U = m \frac{\Delta \bar{u}}{M} = 0,1 \text{ kg} \left(\frac{6,021 - 8,041}{28,01} \right) \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = -7,21 \text{ kJ}$$

Por tanto, los dos métodos de evaluación de ΔU presentan una gran concordancia. En el último cálculo se necesita la masa molar del nitrógeno, igual 28,01, ya que los datos de u vienen dados en base molar. El trabajo necesario, de 2,88 kJ, se representa por medio del área sombreada de la Figura 4.10, y es comunicado al sistema.

EJEMPLO 4.5

Un depósito de 0,80 m³ rígido y aislado contiene argón gaseoso a 300 K y 105 kPa. Durante 25 minutos está girando en su interior una rueda de paletas, comunicándose una potencia en eje constante de 0,030 kW. Determínese (a) la temperatura final en kelvin, y (b) la presión final en kPa.

Solución

Datos. Trabajo de una rueda de paletas comunicado al argón gaseoso contenido en un depósito. En la Figura 4.11 se muestra un esquema del sistema con los datos conocidos.

Incógnitas. (a) T_2 , en K; (b) P_2 , en kPa.

Modelo. Depósito aislado, en reposo y rígido; gas ideal monoatómico; $Q = 0$, $\dot{W} = \text{constante}$.

Metodología. Como se conocen los valores del trabajo, del calor transferido y de la temperatura inicial, el balance de energía de un sistema cerrado contiene como única incógnita la temperatura final. Después se puede utilizar la ecuación de estado del gas ideal para obtener la presión final.

Análisis. Puesto que el depósito es rígido, el sistema cerrado limitado por la línea discontinua de la Figura 4.11 tiene volumen constante. En la Figura 4.12 se tiene el diagrama Pv de un proceso como el descrito. La ecuación del gas ideal para el estado final ($P_2 V_2 = N R_u T_2$) contiene dos incógnitas, que son T_2 y P_2 . Por tanto, debe emplearse otro método para obtener T_2 . Otra ecuación que contiene T_2 (a través de u_2) es el balance de energía aplicado al proceso. Para el sistema cerrado en reposo elegido, $Q + W = \Delta U$. El depósito está aislado; por tanto, $Q = 0$. Además, no hay trabajo de expansión ni de compresión, porque el volumen es constante. Sin embargo, está el trabajo de la rueda de paletas. Para una potencia de entrada constante, $W = \dot{W} \Delta t$. Por tanto, la ecuación general de la energía se reduce a

$$W = \dot{W}_{\text{wp}} \Delta t = \Delta U = m \Delta u = m c_v (T_2 - T_1) = N \bar{c}_v (T_2 - T_1)$$

En esta ecuación, \dot{W}_{wp} , Δt y T_1 son conocidos; la incógnita es T_2 .

(a) Como el argón es un gas monoatómico, c_v es constante. Esta constante, tomada del Apartado 2 de la Tabla A.3 del Apéndice, es igual a 12,8 kJ/kmol · °C. Puesto que c_v viene dado en base molar, es conveniente utilizar N , el número de moles, en lugar de m al efectuar el análisis energético. Tomando la ecuación del gas ideal

$$N = \frac{P_1 V_1}{R_u T_1} = \frac{105 \text{ kPa} (0,80 \text{ m}^3)}{300 \text{ K}} \times \frac{\text{kmol} \cdot \text{K}}{8,314 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3} = 0,0337 \text{ kmol}$$

La sustitución de los datos en la ecuación de la energía $\dot{W}_{\text{wp}} \Delta t = N \bar{c}_v (T_2 - T_1)$ conduce a

$$(0,030 \text{ kJ/s})(1,500 \text{ s}) = 0,0337 \text{ kmol} \times (12,8 \text{ kJ/kmol} \cdot ^\circ\text{C}) \times (T_2 - 300) ^\circ\text{C}$$

o

$$T_2 = \left(300 + \frac{45,0}{0,431} \right) \text{ K} = 404 \text{ K}$$

(b) Un método para determinar P_2 es aplicar la ecuación $P_2 V_2 = N R_u T_2$. Otra manera es darse cuenta de que para un gas ideal a volumen constante $P_1/T_1 = P_2/T_2$. Utilizando la última relación

$$P_2 = P_1 \left(\frac{T_2}{T_1} \right) = 105 \text{ kPa} \left(\frac{404}{300} \right) = 141 \text{ kPa}$$

Comentario. En el Apéndice no hay tablas ni de u ni de h para los gases ideales monoatómicos. No es necesario porque tanto c_v como c_p son independientes de la temperatura.

La Figura 4.13 muestra una situación física bastante diferente de las de los dos ejemplos anteriores. Un gas contenido en uno de las dos compartimentos en que se ha dividido un depósito se expande hasta el otro compartimento de igual volumen, en el que se ha hecho el vacío. La frontera del sistema cerrado, señalada mediante la línea de trazos de la Figura 4.13, se elige de modo que quede justo en el interior de las paredes del depósito completo, rígido y aislado, e incluye la región que está inicialmente vacía. La ecuación de la energía para un sistema como éste es

$$Q + W = \Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p$$

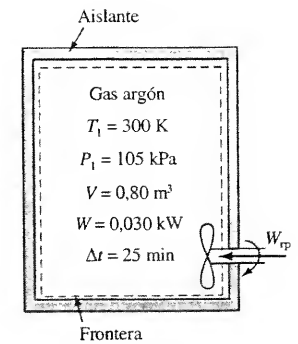


Figura 4.11. Esquema y datos del Ejemplo 4.5.

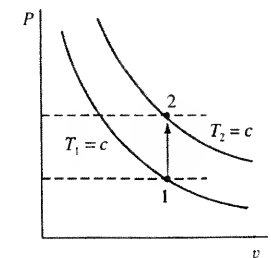


Figura 4.12. Representación en el diagrama Pv del proceso descrito en el Ejemplo 4.5.

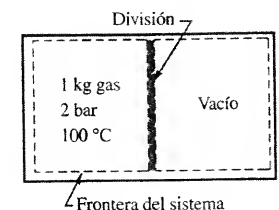


Figura 4.13. Esquema de una «expansión libre» contra el vacío.

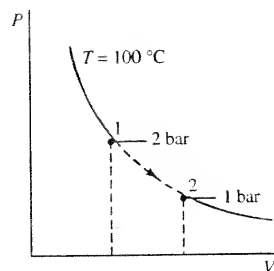


Figura 4.14. Representación en un diagrama Pv de una «expansión libre» de un sistema cerrado.

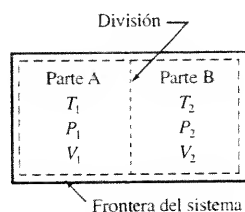


Figura 4.15. Mezcla de un gas que se encuentra inicialmente en dos estados diferentes, en un sistema cerrado.

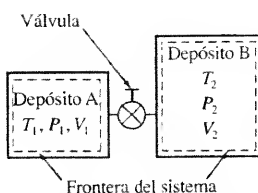


Figura 4.16. Mezcla del mismo gas que se encuentra inicialmente en dos estados diferentes, en dos depósitos.

El trabajo $P dV$ asociado con un depósito rígido es cero y no hay ninguna otra interacción trabajo. Además, Q es cero debido a que la frontera está aislada y el sistema está en reposo. Como para este proceso Q y W son cero, para un cambio de estado finito se puede escribir que

$$\Delta U = 0 \quad \text{o} \quad U_2 = U_1$$

Por consiguiente, en este caso la expansión del gas tiene lugar a energía interna constante; esto es, U_2 es igual a U_1 . Este tipo de expansión recibe el nombre de «expansión libre» del sistema cerrado, porque no hay ninguna fuerza que impida el flujo.

En la Figura 4.14 se muestra el proceso sobre un diagrama Pv . El camino entre los estados 1 y 2 de la Figura 4.14 se dibuja con línea de trazos, puesto que el proceso no es de cuasi-equilibrio, y la forma con que se ha dibujado la línea de trazos no implica que la temperatura sea constante. Para un estado de equilibrio dado, la energía interna de un gas ideal es únicamente función de la temperatura. Como la energía interna es constante, las temperaturas inicial y final del gas ideal que experimenta esta «expansión libre» deben ser la misma. Por tanto, T_2 es 100°C . Para un gas ideal a temperatura constante, la ecuación del gas ideal lleva a la relación $P_2 = P_1(V_1/V_2) = 2 \text{ bar}(1/2) = 1 \text{ bar}$.

Considérese ahora una situación análoga a la de la expansión libre, excepto que el gas está en ambas partes de la división. Según se muestra en la Figura 4.15, el estado inicial en la parte A es (T_1, P_1, V_1) , mientras que en la parte B el estado es (T_2, P_2, V_2) . Se rompe la división y los gases se mezclan, hasta que se alcanza una temperatura y una presión de equilibrio para el sistema global en el estado final F . De nuevo, el balance de energía $Q + W = \Delta U$ aplicado a este proceso se reduce a $\Delta U = 0$ si el depósito es rígido y está aislado. Sin embargo, la interpretación de $\Delta U = 0$ es diferente de la de la expansión libre estudiada anteriormente. En este caso $\Delta U_A + \Delta U_B = 0$, donde A y B hacen referencia al gas que inicialmente se encuentra en las partes A y B, respectivamente. Nótese que la energía interna específica final u_3 de la mezcla ($m_3 = m_1 + m_2$), se mide a la misma temperatura final de equilibrio T_3 . La utilización de datos tabulados de u para una sustancia permite calcular u_3 , y de ahí evaluar T_3 . Otro método consiste en considerar c_v constante durante todo el proceso. Este tipo de análisis puede ampliarse hasta incluir procesos no adiabáticos. También se aplica igualmente bien este tipo de análisis, según se muestra en la Figura 4.16, a una expansión o a la mezcla que tiene lugar entre dos depósitos conectados por una válvula.

4.5. EL FACTOR DE COMPRESIBILIDAD Y EL PRINCIPIO DE LOS ESTADOS CORRESPONDIENTES

A menos que la presión sea razonablemente baja y la temperatura relativamente alta, los gases no se pueden representar con precisión mediante la ecuación del gas ideal $Pv = RT$. Cuando tampoco se dispone de datos PvT experimentales, un método para corregir la ecuación del gas ideal de modo que sirva para gases *no ideales*, aunque manteniendo una precisión razonable, es el uso de un factor de corrección por compresibilidad. La desviación del comportamiento de gas ideal puede caracterizarse por un **factor de compresibilidad**, definido como

$$Z \equiv \frac{Pv}{RT} = \frac{P\bar{v}}{R_u T} \quad [4.17]$$

Puesto que RT/P es el volumen específico de un gas como gas ideal (v_{ideal}), el factor de compresibilidad se puede considerar como el cociente entre el volumen

específico real y el volumen específico ideal. Es decir, $Z = v_{\text{real}}/v_{\text{ideal}}$. Para un gas ideal, el factor de compresibilidad es la unidad, pero para los gases reales puede ser tanto menor como mayor que la unidad. De ahí que el factor de compresibilidad mida la desviación de un gas real con respecto al comportamiento de gas ideal.

El volumen específico de un gas cualquiera podría estimarse, a cualquier presión y temperatura, si se conociera el factor de compresibilidad del gas en función de P y T , ya que $v = ZRT/P$. En la Figura 4.17 se muestra una representación gráfica de Z frente a la presión del nitrógeno para unos valores dados de temperatura. Las representaciones gráficas para otros gases puros serían similares desde el punto de vista cualitativo. Debido a esta similitud, se encuentra que todas estas gráficas se podrían reducir a un único diagrama si se modificaran las coordenadas. Esta modificación es una aplicación de lo que se conoce como el **principio de los estados correspondientes**. El principio postula que el factor Z es aproximadamente el mismo para todos los gases cuando éstos tienen la misma presión y temperatura reducidas. Se definen la **presión reducida** P_r y la **temperatura reducida** T_r como

$$P_r \equiv \frac{P}{P_c} \quad \text{y} \quad T_r \equiv \frac{T}{T_c} \quad [4.18]$$

En estas ecuaciones deben emplearse presiones absolutas y temperaturas en kelvin o en grados Rankine. De este modo, para definir un estado reducido de una sustancia se emplean la presión y la temperatura críticas.

La validez de un principio como éste debe basarse en la evidencia experimental. Cuando se representan las isotermas reducidas T_r en un diagrama $Z-P_r$, la desviación media de los datos experimentales de una gran cantidad de gases resulta algo inferior al 5 por 100. La Figura 4.18 muestra una correlación de datos reales de 10 gases para un número limitado de isotermas reducidas. Cuando se ajustan las mejores curvas con todos los datos, se obtiene una gráfica más completa, como la de la Figura A.27 del Apéndice. Este diagrama de compresibilidad generalizado es válido para valores de P_r de 0 a 1,0 y para valores de T_r de 0,60 a 5,0. Una vez que se ha dibujado el diagrama con datos de un número limitado de sustancias, se supone aplicable de forma general a todos los gases. La princi-

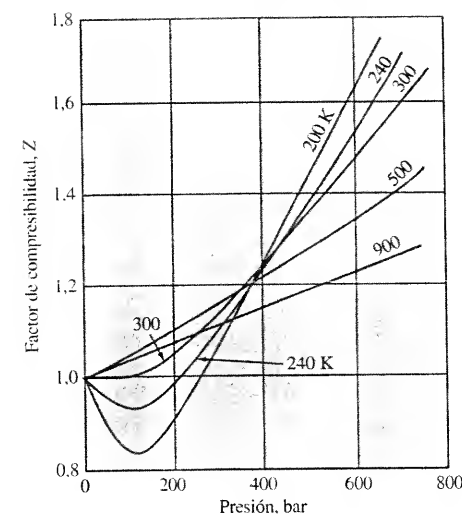


Figura 4.17. Isotermas del factor de compresibilidad del nitrógeno frente a la presión.



Adviértase el significado físico del factor de compresibilidad Z .

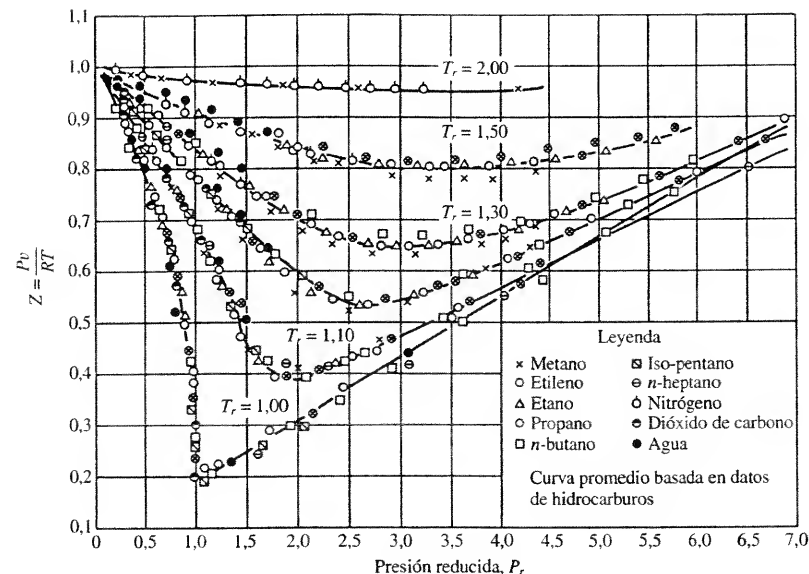


Figura 4.18. Correlación de datos experimentales en un diagrama de Z generalizado. [Gour-Jen Su: *Modified Law of Corresponding States*, *Ind. Eng. Chem. (Int. Ed.)*, 38:803 (1946).]



Adviértase el uso del principio de los estados correspondientes para efectuar la correlación de Z frente a P_r y T_r .

pal virtud del diagrama de compresibilidad generalizado es que sólo es necesario conocer las presiones y las temperaturas críticas para predecir el volumen específico de un gas real. Se debe insistir en que el diagrama de compresibilidad generalizado no debe emplearse en lugar de datos experimentales PvT precisos. El papel más importante de un diagrama de compresibilidad generalizado es proporcionar estimaciones del comportamiento PvT en ausencia de medidas precisas. Además de la Figura A.27, la Figura A.28 es un diagrama de Z para valores de P_r de 0 a 10, y la Figura A.29 para valores de P_r de 10 a 40.

Llegados a este punto, resultan oportunos algunos comentarios adicionales. Primero, deben destacarse las características generales de los diagramas de compresibilidad:

1. En el límite de P_r tendiendo a cero, el valor de Z tiende a uno para todos los valores de la temperatura reducida. Cuando $P_r \leq 0,05$ se puede utilizar el modelo de gas ideal con un error inferior al 5 por 100.
2. Para temperaturas reducidas superiores a 2,5, el valor de Z es mayor que la unidad a todas las presiones. En estas circunstancias, el volumen real es siempre mayor que el volumen del gas ideal a la misma presión y temperatura.
3. Para temperaturas reducidas por debajo de 2,5, las isothermas reducidas presentan un mínimo a presiones reducidas relativamente bajas. En esta zona el volumen es menor que el volumen del gas ideal y es importante la desviación del comportamiento como gas ideal.
4. Cuando P_r es mayor que 10, la desviación del comportamiento de gas ideal puede alcanzar varios cientos por ciento.

Segundo, experimentalmente se encuentra que la correlación de los gases hidrógeno, helio y neón en un diagrama de compresibilidad generalizado no es muy buena. Esta dificultad se supera, para temperaturas superiores a 50 K, redefiniendo para estos tres gases la presión reducida y la temperatura del modo siguiente:

$$P_r = \frac{P}{P_c + C} \quad \text{y} \quad T_r = \frac{T}{T_c + C} \quad [4.19]$$

Cuando P está en atmósferas (o bar) y T en kelvin, el valor de C en ambas ecuaciones es 8.

También se puede obtener el factor de compresibilidad cuando se tienen datos vT o vP . Se ha encontrado que para hacer correlaciones es mejor utilizar un volumen seudocrítico en la definición de volumen reducido, que utilizar el volumen crítico verdadero. Si se define un volumen seudocrítico v'_c como RT_c/P_c , entonces el **volumen seudoreducido** v'_r es igual a

$$v'_r \equiv \frac{vP_c}{RT_c} \quad [4.20]$$

De nuevo, sólo se necesita conocer T_c y P_c . En las Figuras A.27, A.28 y A.29 se muestran también las líneas de v'_r constante.

Determinese el volumen específico del vapor de agua en m^3/kg , a 200 bar y 520 °C, utilizando (a) la ecuación de estado del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) el valor experimental de la tabla de vapor sobrecalentado.

EJEMPLO 4.6

Solución

Datos. Vapor de agua a 200 bar y 520 °C.

Incógnitas. v , en m^3/kg , utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el diagrama de Z , y (c) la tabla de vapor sobrecalentado.

Modelo. Sustancia simple compresible.

Análisis. (a) Basándose en la ecuación del gas ideal, $v = RT/P$. La constante específica del gas R , basada en la Tabla A.1 y en la Ecuación [4.3], es

$$R = \frac{R_u}{M} = \frac{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \times \frac{\text{kmol}}{18 \text{ kg}} = 4,62 \times 10^{-3} \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}$$

Por tanto

$$v = \frac{RT}{P} = (0,00462 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}) \times \frac{793 \text{ K}}{200 \text{ bar}} = 0,0183 \text{ m}^3/\text{kg}$$

(b) El volumen específico basado en el principio de los estados correspondientes viene dado por $v_{\text{real}} = Zv_{\text{ideal}}$. El factor Z se obtiene calculando primero T_r y P_r , y después utilizando la Figura A.27 para hallar Z . Las constantes críticas se recogen en la Tabla A.2. Basándose en estos datos

$$T_r = \frac{793 \text{ K}}{647 \text{ K}} = 1,23 \quad \text{y} \quad P_r = \frac{200 \text{ bar}}{220,9 \text{ bar}} = 0,905$$

El valor de Z tomado de la Figura A.27 es aproximadamente 0,83. Por tanto

$$v = 0,83(0,0183) \text{ m}^3/\text{kg} = 0,0152 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Un método alternativo consiste en utilizar el valor de v'_R leído en el diagrama para el estado en estudio. El valor de v'_R tomado de la Figura A.27 es 1,13 aproximadamente. De ahí

$$v = \frac{RT_c v'_R}{P_c} = \frac{0,08314(647)(1,13)}{220,9(18,02)} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = 0,01527 \text{ m}^3/\text{kg}$$

donde 18,02 es la masa molar del agua. Así que tanto la utilización de Z como de v'_R conducen prácticamente a la misma solución, dentro de la precisión de lectura de los datos en el diagrama.

(c) El valor de las tablas basado en datos experimentales, tomado de la Tabla A.14, es 0,01551 m³/kg.

Comentario. Comparado con el dato de las tablas, el valor como gas ideal tiene un error de un 20 por 100 aproximadamente. Sin embargo, el principio de los estados correspondientes proporciona un error de aproximadamente un 2 por 100. El estado elegido es típico de las condiciones de entrada a la turbina en plantas de potencia de vapor grandes. Adviértase que Z es considerablemente distinto a la unidad.

El ejemplo anterior muestra que los datos PvT se pueden estimar con bastante precisión utilizando el principio de los estados correspondientes. Nótese, no obstante, que nunca debería utilizarse el diagrama de Z si se dispone de datos experimentales.

EJEMPLO 4.7

En un depósito rígido se introduce etano gaseoso (C₂H₆) a una presión de 34,2 bar y un volumen específico de 0,0208 m³/kg. Se calienta hasta que se alcanza una presión de 46,4 bar. Estímese la variación de temperatura en el proceso, en kelvin, haciendo uso del diagrama generalizado de Z .

Solución

Datos. Un depósito rígido contiene etano gaseoso. En la Figura 4.19 se muestra un esquema del dispositivo con los datos apropiados.

Incógnitas. La variación de temperatura, en kelvin.

Modelo. Sistema cerrado, proceso a volumen constante.

Metodología. Utilizar una línea de v'_R constante para determinar el valor de $T_{r,2}$ en un diagrama de Z .

Análisis. La línea de trazos de la Figura 4.19 señala el sistema en estudio. La variación de temperatura se puede estimar encontrando los valores de T_r de los estados inicial y final. Estos valores se obtienen a partir de los valores de P_r y v'_R de cada estado.

La Tabla A.2 da unos valores de presión crítica y temperatura crítica del etano de 48,8 bar y 305 K, respectivamente, y la masa molar es 30,07. De ahí que las propiedades reducidas sean

$$v'_R = \frac{v P_c}{R T_c} = \frac{0,0208(30,07)(48,8)}{0,08314(305)} = 1,20$$

$$P_{r,1} = \frac{P_1}{P_c} = \frac{34,2}{48,8} = 0,70 \quad \text{y} \quad P_{r,2} = \frac{P_2}{P_c} = \frac{46,4}{48,8} = 0,95$$

Como el volumen es fijo, el proceso sigue una línea de v'_R constante igual a 1,20 desde un valor de P_r de 0,70 hasta uno de 0,95, como se muestra en la Figura 4.20. Leyendo en la Figura A.26, se encuentra que $T_{r,1} = 1,07$ y $T_{r,2} = 1,33$ aproximadamente. Así pues,

$$T_2 = T_c T_{r,2} = 305(1,33) \text{ K} = 406 \text{ K} \quad \text{y} \quad T_1 = T_c T_{r,1} = 305(1,07) \text{ K} = 326 \text{ K}$$

Por tanto, la variación de temperatura estimada es igual a 406-326 K, o lo que es lo mismo, 80 °C.

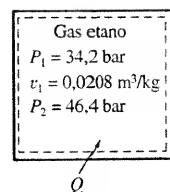


Figura 4.19. Esquema y datos del Ejemplo 4.7.

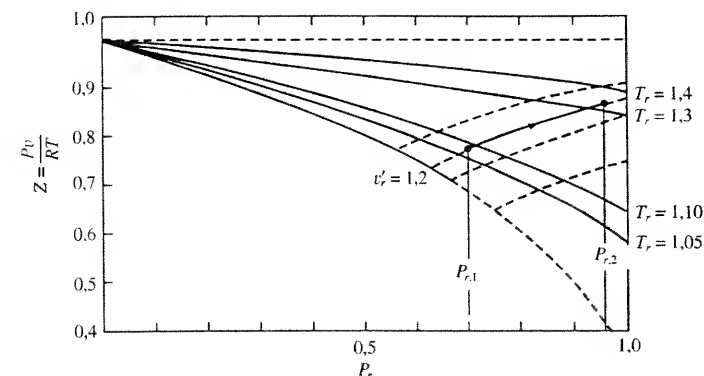


Figura 4.20. Representación gráfica en un diagrama de Z del proceso del Ejemplo 4.7.

Comentario. Como solución alternativa, en el estado 2 del diagrama se lee que $Z_2 = 0,87$. Por lo que $T_2 = P_2 v_2 / Z_2 R = 46,4(0,0208) / 0,87(0,08314) = 401 \text{ K}$. Este valor concuerda razonablemente bien con el anterior de 406 K. Ambos valores dependen de la precisión de la lectura en el diagrama de Z .

En este apartado se ha hecho hincapié en la utilización del diagrama de compresibilidad para obtener los valores de Z necesarios en los cálculos PvT . Debe advertirse que valores de Z muy distintos de la unidad indican también que los datos de u y h de gas ideal probablemente no tengan la precisión suficiente para efectuar análisis energéticos. El principio de los estados correspondientes, no obstante, también proporciona medios para estimar datos de entalpía y energía interna de un gas real, según se muestra en el Capítulo 12.

Se calienta vapor de agua desde 600 hasta 700 °F a las presiones de 14,7, 100, 250 y 500 psia. Compárese el valor medio de Z de los cuatro procesos con el tanto por ciento de error en el valor de Δu determinado en el Ejemplo 4.3.

EJEMPLO 4.8

Solución

Datos. Se calienta vapor de agua desde 600 hasta 700 °F a las presiones de 14,7, 100, 250 y 500 psia.

Incógnitas. Z_m de los cuatro procesos, y comparación con el error en Δu encontrado en el Ejemplo 4.3.

Modelo. Gas ideal, datos de u del gas real y diagrama de compresibilidad.

Análisis. $T_{r,1} = 0,91$ y $T_{r,2} = 1,0$ para los cuatro procesos. Los valores de P_r correspondientes a las cuatro presiones dadas son 0,005, 0,03, 0,078 y 0,156. Con estas temperaturas y presiones reducidas y la Figura A.27, los valores medios de Z para los cuatro procesos a 14,7, 100, 250 y 500 psia son, aproximadamente, 1,0, 0,986, 0,965 y 0,935. Comparando, los tantos por ciento de error en Δu del Ejemplo 4.3 cuando se emplean datos de gas ideal en lugar de datos de vapor sobrecalentado, son 0,3, 3,1, 7,9 y 16,7 por 100. A medida que el factor de compresibilidad medio disminuye, aumenta significativamente el error de Δu para los estados elegidos cuando se han empleado datos de gas ideal.

Comentario. El valor de Z es también una medida semicuantitativa del error cometido en los valores de Δu (y Δh) como gas ideal, cuando se emplean para gases reales.

4.6. RELACIONES ENTRE PROPIEDADES PARA SUSTANCIAS INCOMPRESIBLES

Tomando como base la superficie PvT de las sustancias simples compresibles (véase la Fig. 3.1), se tiene que para muchos sólidos y líquidos existen amplias zonas de la superficie PvT de los estados de equilibrio en las que la variación del volumen específico resulta despreciable. Por tanto, con frecuencia es una buena aproximación a la realidad la hipótesis de que el volumen específico (y la densidad) permanece constante en la zona de interés y no introduce errores importantes en los cálculos. A menudo, la ecuación de estado para estas dos fases puede representarse entonces por

$$v = \text{constante} \quad \text{o} \quad \rho = \text{constante} \quad [4.21]$$

Por definición, cuando se supone constante el volumen específico (o la densidad) de un líquido o de un sólido, la sustancia se está *modelando* como una *sustancia incompresible*. El trabajo en la frontera o trabajo $P dv$ asociado con el cambio de estado de una sustancia incompresible siempre es cero. Por tanto, las únicas formas de hacer variar la energía interna de una sustancia simple incompresible son mediante interacción calor o por medio de interacciones de trabajo no cuasi-estático. Por ejemplo, estaría permitida la agitación de un líquido incompresible mediante una rueda de paletas. En el Apartado 3.8 se señaló que puede expresarse la energía interna de una sustancia simple compresible como $u = u(T, v)$. La diferencial total de u es igual a

$$du = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv = c_v dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T dv \quad [3.11]$$

Para una sustancia incompresible, dv es cero. Por tanto, para el modelo de sustancia simple incompresible se puede escribir

$$du = c_v dT \quad (\text{incompresible}) \quad [4.22]$$

Es decir, la energía interna de una sustancia incompresible es función únicamente de la temperatura. Como resultado, se tiene que c_v de una sustancia incompresible es también función de la temperatura únicamente. Por tanto

$$u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT \quad (\text{incompresible}) \quad [4.23]$$

Partiendo de la definición de la función entalpía $h = u + Pv$, se tiene que

$$h_2 - h_1 = u_2 - u_1 + v(P_2 - P_1) \quad (\text{incompresible}) \quad [4.24]$$

De ahí que la entalpía de una sustancia incompresible sea función de las dos variables, temperatura y presión.

Para un cambio de estado diferencial, $dh = du + d(Pv)$. Combinando esta relación con la Ecuación [4.22], para una sustancia incompresible (inc) se encuentra que

$$dh_{\text{inc}} = du + v dP = c_v dT + v dP$$

Además, la diferencial total de h viene dada por la Ecuación [3.14], a saber

$$dh = c_p dT + \left(\frac{\partial h}{\partial P} \right)_T dP \quad [3.14]$$

La comparación de los términos en dT de las dos ecuaciones anteriores conduce a que $c_p = c_v$ para el caso de sustancias incompresibles. Así, tanto c_p como c_v se pueden representar mediante el único símbolo de la capacidad térmica específica c . De ahí que

$$c_p = c_v = c \quad (\text{incompresible}) \quad [4.25]$$

Se va a utilizar ahora esta aproximación para evaluar Δu y Δh para el modelo incompresible.

4.6.1. VARIACIONES DE ENERGÍA INTERNA Y ENTALPÍA

Como consecuencia de la Ecuación [4.25], las Ecuaciones [4.23] y [4.24] se pueden escribir como

$$(u_2 - u_1)_{\text{inc}} = \int_1^2 c dT \quad [4.26]$$

y

$$(h_2 - h_1)_{\text{inc}} = \int_1^2 c dT + v(P_2 - P_1) \quad [4.27]$$

Por último, para los líquidos y la mayoría de los sólidos, la variación de c con la temperatura es muy pequeña. Este hecho se señala en la Figura 4.21 para tres elementos sólidos. Los datos del agua líquida de la Tabla A.4 muestran una variación mínima de c_p con la temperatura. Por consiguiente, las Ecuaciones [4.26] y [4.27] se pueden escribir como

$$(u_2 - u_1)_{\text{inc}} \approx c_m(T_2 - T_1) \quad [4.28]$$

y

$$(h_2 - h_1)_{\text{inc}} \approx c_m(T_2 - T_1) + v(P_2 - P_1) \quad [4.29]$$

donde c_m es la capacidad térmica específica evaluada a la temperatura media. Las Ecuaciones [4.26] a [4.29] necesitan datos de capacidades térmicas específicas. Las Tablas A.4 y A.4I recogen la variación de la capacidad térmica específica con la temperatura de algunos líquidos y sólidos comunes. Los manuales científicos y de ingeniería contienen datos de c_p para un número considerable de este tipo de sustancias.

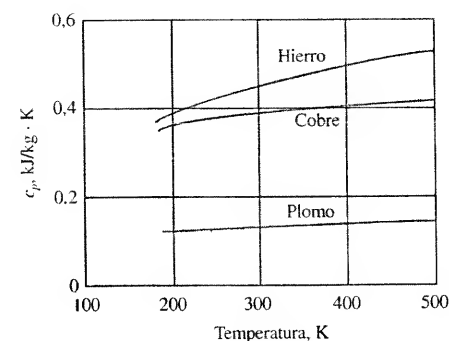


Figura 4.21. Capacidad térmica específica a presión constante en función de la temperatura, para tres sólidos comunes.



Adviértase que para el modelo incompresible, u es sólo función de T , mientras que h es función de T y P .

EJEMPLO 4.9

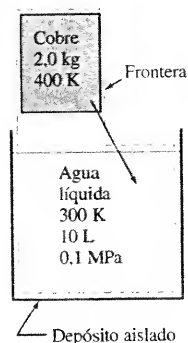


Figura 4.22. Esquema y datos del Ejemplo 4.9.

Se sumerge un trozo de 2 kg de cobre, inicialmente a 400 K y 0.1 MPa, en 10 L de agua a 300 K y 0.1 MPa. Estímese la temperatura final de equilibrio del agua y el cobre, en kelvin, si el sistema se encuentra aislado en su conjunto.

Solución

Datos. Se sumerge un trozo de cobre en un depósito con agua, según se muestra en la Figura 4.22.

Incógnitas. La temperatura final de equilibrio, en kelvin.

Modelo. El cobre y el agua son incompresibles; sistema cerrado, aislado y en reposo.

Metodología. Se conocen los estados iniciales y las interacciones calor y trabajo. Emplear el análisis energético del sistema compuesto para hallar la temperatura final.

Análisis. Se elige el sistema de modo que contenga el cobre y el agua. La determinación de la temperatura final de equilibrio exige la aplicación del balance de energía al proceso global. La ecuación básica de la energía aplicada al proceso *en reposo* es

$$Q + W = \Delta U_{\text{sistema}} = \Delta U_{\text{Cu}} + \Delta U_{\text{agua}}$$

Si el depósito está aislado (o el tiempo que dura el proceso es relativamente corto), se pueden despreciar las pérdidas por transferencia de calor. Como las sustancias se han supuesto incompresibles (volumen constante), no hay trabajo durante el proceso. Además, la energía interna específica de cada sustancia viene dada por la Ecuación [4.28], $du = c_m dT$. De ahí, la ecuación de la energía queda reducida a

$$[mc_m(T_2 - T_1)]_{\text{Cu}} + [mc_m(T_2 - T_1)]_{\text{agua}} = 0$$

donde T_2 tiene el mismo valor para las dos sustancias. Los datos que se desconocen en este punto son la masa de agua y las capacidades térmicas específicas medias a utilizar.

La masa de agua se obtiene de la relación $m = V/v$. El volumen específico del agua se estima con datos de v_f de la tabla de saturación A.12. La temperatura final se desconoce, pero v_f es prácticamente independiente de la temperatura entre 300 y 400 K. Así que se utilizará el valor inicial de $1,0035 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, siendo la masa de agua

$$m = \frac{V}{v} = \frac{0,010 \text{ m}^3}{1,0035 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}} = 9,965 \text{ kg}$$

Aunque no se conoce la temperatura final, las capacidades térmicas específicas del cobre y el agua varían poco con la temperatura. Mirando la Tabla A.4, se eligen los valores medios de c para el cobre y el agua iguales a 0,391 y 4,2 kJ/kg · K, respectivamente. Con esta información, se puede escribir el balance de energía del modo siguiente

$$2(0,391) \frac{\text{kJ}}{\text{K}} \times (T_2 - 400 \text{ K}) + 9,965(4,2) \frac{\text{kJ}}{\text{K}} \times (T_2 - 300 \text{ K}) = 0$$

$$T_2 = (12,870/42,64) \text{ K} = 301,8 \text{ K}$$

Comentario. En este caso, la temperatura final está sólo ligeramente por encima de la temperatura inicial del agua. Esto ocurre porque tanto la capacidad térmica específica como la masa de agua son mucho mayores que las del cobre.

4.6.2. ECUACIONES APROXIMADAS PARA SUSTANCIAS INCOMPRESIBLES

La Ecuación [4.22] conlleva una aproximación, introducida en el Apartado 3.6.3, con respecto a los datos de líquido comprimido (o subenfriado). Debido a que los líquidos subenfriados son prácticamente incompresibles, la energía interna de un líquido subenfriado, según la Ecuación [4.22] ($du = c_v dT$), debería depender únicamente de la temperatura. A una temperatura dada, la integral de $c dT$ debe ser igual a cero. Por tanto, para el *modelo incompresible*, la energía interna de un

líquido comprimido debería ser igual a la del líquido saturado a la misma temperatura. Esto es

$$u_{\text{liq. comp. a } T} \approx u_{\text{liq. sat. a } T} (= u_{f,T}) \quad [4.30]$$

resulta una buena aproximación. Este tipo de aproximación no es tan buena para la entalpía de un líquido comprimido, puesto que en la Ecuación [4.24] aparece el término $v(P_2 - P_1)$. Sin embargo, si el estado 2 representa el estado de líquido comprimido y el estado 1 es el correspondiente al líquido saturado, la Ecuación [4.24] se convierte en

$$h(\text{líquido comprimido a } T, P) \approx h_{f,T} + v_{f,T}(P - P_{\text{sat}}) \quad [4.31]$$

donde P_{sat} es la presión de saturación a la temperatura de trabajo. Generalmente, el valor de v es bastante pequeño, por lo que la influencia del último término de la Ecuación [4.31] resulta pequeña comparada con h_f del líquido saturado. Sin embargo, el último término de la Ecuación [4.31] aumenta la precisión con que se estima el valor de h de un estado de líquido comprimido cuando no se dispone de datos experimentales, especialmente a presiones altas. Así pues, normalmente se corrigen todos los valores de entalpía de líquido comprimido a causa de la presión, a partir de los datos de h_f .

Determinése el valor de h de agua subenfriada a 20 °C y 1 bar, basándose en datos de fluido incompresible, en kJ/kg.

Solución

Datos. Agua subenfriada a 20 °C y 1 bar.

Incógnitas. h , en kJ/kg.

Modelo. Fluido incompresible.

Análisis. En el diagrama PT de la Figura 4.23 se muestra el estado 2 en la región de líquido subenfriado a 20 °C y 1 bar. La entalpía del estado 2 del diagrama se aproxima mediante la Ecuación [4.31] aplicada al fluido supuesto incompresible. Primero se llevará a cabo la evaluación a temperatura constante de 1 a 2. Se tiene

$$h_2 = h_1 + v(P_2 - P_1) = h_{f,1} + v_{f,1}(P_2 - P_1)$$

Los valores de líquido saturado de la Tabla A.12 son $h_1 = 83,96 \text{ kJ/kg}$, $v_{f,1} = 1,0018 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, y $P_1 = 0,0234 \text{ bar}$. Por tanto

$$\begin{aligned} h_2 &= 83,96 \text{ kJ/kg} + 1,0018 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \times (1 - 0,0234) \text{ bar} \times \frac{100 \text{ kJ}}{1 \text{ bar} \cdot \text{m}^3} = \\ &= (83,96 + 0,10) \text{ kJ/kg} = 84,06 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Adviértase que en este caso el valor de la entalpía en la zona de líquido subenfriado se diferencia solamente en un 0,1 por 100 de la del líquido saturado a la misma temperatura.

También se podría calcular la entalpía del estado 2 siguiendo el camino 3-2 a la presión constante de 1 bar. La entalpía del estado 3 es h_f a 1 bar, que se obtiene de la Tabla A.13 y es igual a 417,46 kJ/kg. El empleo de la Ecuación [4.29] en este caso requiere conocer c . La capacidad térmica específica c del agua entre 20 y 99,6 °C se mantiene aproximadamente constante en torno a 4,18 kJ/kg · K (véase la Tabla A.4). De ahí que

$$h_2 - h_3 = c_m(T_1 - T_3) = \frac{4,18 \text{ kJ}}{\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}} \times (20 - 99,63) ^\circ\text{C} = -332,8 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = (417,46 - 332,8) \text{ kJ/kg} = 84,66 \text{ kJ/kg}$$

Este método arroja aproximadamente el mismo resultado. Sin embargo, su precisión resulta algo dudosa, ya que el resultado depende del valor medio c_m empleado.

EJEMPLO 4.10

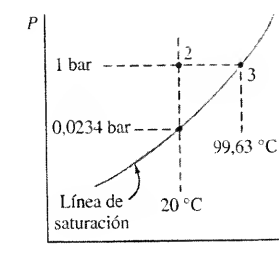


Figura 4.23. Diagrama PT con los estados del Ejemplo 4.10.

4.7. RESUMEN

La ecuación de estado del gas ideal viene expresada de diversas maneras

$$PV = NR_u T \quad Pv = R_u T \quad PV = mRT$$

donde R_u es la constante universal de los gases y $R = R_u/M$. Otra expresión útil de la ecuación del gas ideal es $P_1 v_1/T_1 = P_2 v_2/T_2$. Las variaciones de energía interna y entalpía específicas para el modelo de gas ideal vienen dadas por

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dT \quad y \quad \Delta h = h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dT$$

Este par de ecuaciones es válido para *cualquier proceso* de un gas ideal. Las capacidades térmicas específicas son únicamente función de la temperatura y se encuentran relacionadas por

$$c_p - c_v = R \quad o \quad \bar{c}_p - \bar{c}_v = R_u$$

donde $R = R_u$ cuando c_p y c_v son valores molares.

La integración de las ecuaciones para obtener Δu y Δh exigen información sobre la variación de las capacidades térmicas específicas con la temperatura. Las capacidades térmicas específicas de los gases monoatómicos son

$$\bar{c}_{v,0} = 12,5 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 2,98 \text{ Btu/lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$$

$$\bar{c}_{p,0} = 20,8 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 4,97 \text{ Btu/lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$$

y estos valores son *independientes* de la temperatura. Así, para un gas monoatómico, $\Delta u = c_v \Delta T$ y $\Delta h = c_p \Delta T$. Para gases poliatómicos, se tienen con frecuencia ecuaciones algebraicas de $c_{p,0}$ en función de la temperatura. La utilización de tales funciones da lugar a las *tablas de gas ideal*, donde se tabulan u y h a intervalos de temperatura apropiados y con un estado de referencia arbitrario.

Otro método consiste en evaluar Δu o Δh utilizando un valor medio (media aritmética) de la capacidad térmica específica en el intervalo de temperatura de interés. En este caso

$$\Delta u = c_{v,m} \Delta T \quad y \quad \Delta h = c_{p,m} \Delta T$$

donde $c_{v,m} = (c_{v,1} + c_{v,2})/2$ entre los estados 1 y 2. Para $c_{p,m}$ se emplea una ecuación análoga.

Los estudios energéticos de sistemas cerrados con gases ideales suelen precisar el empleo simultáneo de varias relaciones básicas del gas ideal. Estas incluyen

$$Pv = RT \quad du = c_v dT \quad dh = c_p dT \quad c_p - c_v = R$$

Además, la representación gráfica del proceso en un diagrama Pv resulta útil como ayuda en la resolución de problemas. En este caso es necesario saber cómo están colocadas las líneas de temperatura constante en este diagrama.

Cuando se carece de datos de sobrecalentamiento, se puede aproximar la relación PvT de un gas mediante

$$Pv = ZRT$$

donde Z es el *factor de compresibilidad*. Los valores de Z se correlacionan bastante bien en función de la presión reducida $P_r = P/P_c$ y la temperatura reducida $T_r = T/T_c$. Se puede disponer de diagramas generalizados de Z en un intervalo amplio de presiones y temperaturas basados en el principio de los estados correspondientes y en datos experimentales.

Cuando se analizan sistemas sólidos o líquidos, la falta de datos de propiedades tabulados se evita con frecuencia suponiendo que la sustancia es *incompresible*. También son válidas las relaciones siguientes cuando se desprecia la variación del volumen específico.

$$du_{inc} = c dT \quad u_2 - u_1 \approx c_m(T_2 - T_1)$$

$$(h_2 - h_1)_{inc} \approx c_m(T_2 - T_1) + v(P_2 - P_1)$$

En estas relaciones, $c = c_v = c_p$.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 4.1G. ¿En qué condiciones límite se comportan todos los gases como un gas ideal?
- 4.2G. Explíquese si se pueden establecer presiones y temperaturas definidas como límites del comportamiento como gas ideal de un gas dado.
- 4.3G. Explíquese desde el punto de vista molecular por qué la energía interna de un gas ideal es función de la temperatura únicamente, mientras que para un gas real $u = f(T, v)$.
- 4.4G. Explíquese, en función de las posibles formas de energía molecular de una molécula, por qué c_v de un gas ideal monoatómico es independiente de la temperatura.
- 4.5G. ¿Se puede aplicar la relación $du = c_v dT$ a un proceso a presión constante, o está restringida a un proceso a volumen constante? Explíquese.
- 4.6G. ¿Se pueden aplicar datos de c_p en lugar de los de c_v para una sustancia incompresible? Explíquese.
- 4.7G. Utilizando una superficie PvT , explíquese cualitativamente por qué dos gases a la misma presión y temperatura reducida tienen aproximadamente el mismo factor de compresibilidad.

ECUACIÓN DEL GAS IDEAL

- 4.1. Se llena un globo con metano (CH_4) a 20°C y 1 bar, hasta que el volumen es $26,4 \text{ m}^3$.
 - (a) Calcúlese la masa de gas en el interior del globo, en kilogramos.
 - (b) Determínese el volumen, en metros cúbicos, si el globo se eleva hasta una altura en la que su estado es de $0,84 \text{ bar}$ y 0°C .
- 4.2. En un depósito de 50 L se tiene monóxido de carbono a 210 kPa y 127°C . (a) Determínese la masa del gas, en kilogramos. (b) Hay un escape de $0,02 \text{ kg}$ de gas y la temperatura baja hasta 27°C . Calcúlese la presión manométrica del gas que queda en el depósito en kilopascales, si la presión barométrica es $98,8 \text{ kPa}$.
- 4.3. Se necesita almacenar 1.500 kg de propano (C_3H_8) en un depósito de gas a 42°C y 450 kPa . (a) Calcúlese el volumen del depósito, en metros cúbicos. (b) Posteriormente se añaden 500 kg de gas, pero la temperatura se mantiene constante. Calcúlese la presión final en kilopascales.

- 4.4. El aire del interior de un neumático de automóvil, con un volumen de $0,042 \text{ m}^3$, ha alcanzado 360 kPa a 40°C . Tras enfriarlo hasta 20°C , se desearía que la presión fuese de 300 kPa . Calcúlese el volumen de aire que hay que quitar, en metros cúbicos, si se midiese a 20°C y 100 kPa .
- 4-5I. Se llena un globo con helio a 70°F y $30,0 \text{ inHg}$ hasta que el volumen alcanza el valor de 900 ft^3 . (a) Calcúlese la masa de gas, en libras-masa, si se comporta como gas ideal. (b) Determinése el volumen, en pies cúbicos, si el globo se eleva hasta una altura en la que se tienen $28,0 \text{ inHg}$ y 0°F .
- 4.6I. Es necesario almacenar 100 lb_m de metano (CH_4) en un depósito de gas a 160°F y 250 psia . Calcúlese el volumen del depósito, en pies cúbicos.
- 4.7I. En un depósito rígido de 15 ft^3 se introduce una libra de helio. Si la temperatura es 70°F y la presión barométrica es $30,5 \text{ inHg}$, determínese la lectura, en psi, de un manómetro acoplado al depósito.
- 4-8I. En un depósito rígido de $7,5 \text{ ft}^3$ se introduce una libra-masa de argón a 26 psia . Si el argón se comporta como gas ideal, (a) calcúlese la temperatura en grados Fahrenheit. (b) Si salen $0,10 \text{ lb}_m$ de gas, calcúlese la presión a la misma temperatura, en psia.
- 4.9. Se coloca medio kilogramo de helio en un depósito rígido de $0,5 \text{ m}^3$. Si la temperatura es de 112°C y la presión barométrica $1,0 \text{ bar}$, determínese la lectura, en bar, de un manómetro conectado al depósito.
- 4.10. Se coloca un kilogramo de nitrógeno en un depósito rígido de $0,55 \text{ m}^3$ a $0,17 \text{ MPa}$. Si el nitrógeno se comporta como gas ideal, (a) calcúlese su temperatura en grados Celsius. (b) Si se produce un escape de $0,20 \text{ kg}$, calcúlese la nueva presión, en megapascuales, a la misma temperatura.
- 4.11. Un depósito rígido con un volumen de $3,0 \text{ m}^3$ contiene un gas, cuya masa molar es 30 kg/kmol , a 8 bar y 47°C . El gas se escapa del depósito hasta que la presión es igual a 3 bar a 27°C . Calcúlese el volumen, en metros cúbicos, ocupado por el gas que sale si se encuentra a $1,0 \text{ bar}$ y 22°C .
- 4.12. Un depósito contiene dióxido de carbono a 500 kPa y 40°C . Se produce un escape que no se detecta hasta que la presión ha caído hasta 340 kPa . Si la temperatura del gas en el momento de la detección del escape es 20°C , determínese la masa de dióxido de carbono que ha salido si la masa inicial era de 15 kg .
- 4.13. Un depósito contiene helio a 600 kPa y 40°C . Se extrae un kilogramo de gas, lo que origina una variación de la presión y la temperatura hasta 340 kPa y 20°C . Calcúlese (a) el volumen del depósito, en litros, y (b) la masa inicial en el depósito, en kilogramos.
- 4.14. Dos depósitos, A y B, están conectados mediante tuberías apropiadas por medio de una válvula inicialmente cerrada. El depósito A contiene inicialmente $0,3 \text{ m}^3$ de nitrógeno a 6 bar y 60°C , y el B tiene hecho vacío. La válvula se abre, y el nitrógeno entra en el depósito B hasta que la presión en el mismo alcanza $1,5 \text{ bar}$ y la temperatura es 27°C . Como consecuencia, la presión del depósito A cae hasta 4 bar , y la temperatura cambia hasta 50°C . Determinése el volumen del depósito B, en metros cúbicos.
- 4.15. Dos depósitos aislados, A y B, están conectados mediante tuberías apropiadas por medio de una válvula inicialmente cerrada. El depósito A contiene nitrógeno a $1,5 \text{ bar}$ y 37°C en un volumen de $0,030 \text{ m}^3$. El depósito B contiene nitrógeno a $2,7 \text{ bar}$ y 60°C . Se abre la válvula y se

retira el aislamiento. En el equilibrio, la presión es de $2,0 \text{ bar}$ y la temperatura es la del ambiente, 27°C . Calcúlese el volumen del depósito B en metros cúbicos.

- 4.16I. Dos depósitos aislados, A y B, están conectados mediante tuberías apropiadas por medio de una válvula inicialmente cerrada. El depósito A contiene oxígeno a 20 psia y 100°F , ocupando un volumen de $1,0 \text{ ft}^3$. El depósito B contiene oxígeno a 40 psia y 140°F . Se abre la válvula y se retira el aislamiento. En el equilibrio, la presión es de 32 psia y la temperatura es la del ambiente, 80°F . Calcúlese el volumen del depósito B en pies cúbicos.
- 4.17I. Un depósito rígido de $10,0 \text{ ft}^3$ de volumen contiene monóxido de carbono gaseoso a 80 psia y 110°F . Se produce un escape de gas hasta que la presión es 50 psia a 80°F . Calcúlese el volumen, en pies cúbicos, ocupado por el gas que escapa si está a $14,7 \text{ psia}$ y 70°F .
- 4.18I. Un depósito contiene dióxido de carbono a 80 psia y 100°F . Se produce un escape que no se detecta hasta que la presión ha caído hasta 45 psia . Si la temperatura del gas en el instante de la detección del escape es 70°F , determínese la masa de dióxido de carbono que ha salido, si la masa inicial era 50 lb_m .
- 4.19I. Un depósito contiene helio a 8 atm y 100°F . Se extraen 2 libras-masa de gas, lo que origina que la presión y la temperatura varíen hasta $3,4 \text{ atm}$ y 60°F . Calcúlese (a) el volumen del depósito, en pies cúbicos, y (b) la masa inicial del depósito, en libras-masa.
- 4.20I. Dos depósitos, A y B, están conectados por medio de tuberías apropiadas a través de una válvula inicialmente cerrada. El depósito A contiene 10 ft^3 de nitrógeno a 80 psia y 140°F , y el depósito B tiene hecho vacío. La válvula se abre y el nitrógeno entra en el depósito B hasta que la presión en el mismo alcanza 20 psia y la temperatura es 60°F . Como consecuencia, la presión del depósito A cae hasta 60 psia y la temperatura cambia hasta 110°F . Determinése el volumen del depósito B, en pies cúbicos.

LECTURA DE DATOS EN LAS TABLAS DE GAS IDEAL

- 4.21. Obténganse las magnitudes siguientes con las tablas apropiadas:
- (a) La temperatura del aire, en kelvin, cuya entalpía es 300 kJ/kg .
 - (b) El valor de c_p del aire a 550 K .
 - (c) La temperatura del oxígeno, en kelvin, cuya energía interna es $289,5 \text{ kJ/kg}$.
 - (d) La entalpía del dióxido de carbono, en kJ/kg , cuya energía interna es $206,0 \text{ kJ/kg}$.
 - (e) La variación de energía interna del oxígeno, utilizando la capacidad térmica específica media entre 350 y 500 K , en kJ/kg .
- 4.22. Obténganse las magnitudes siguientes de las tablas apropiadas:
- (a) La temperatura del nitrógeno, en kelvin, cuya entalpía específica es $405,1 \text{ kJ/kg}$.
 - (b) La temperatura del dióxido de carbono, en kelvin, cuyo valor de c_p es $0,790 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$.
 - (c) La energía interna del oxígeno, en kJ/kg , a 500 K .
 - (d) La energía interna del aire, en kJ/kg , cuya entalpía es $451,8 \text{ kJ/kg}$.
 - (e) La variación de entalpía del nitrógeno, utilizando la capacidad térmica específica media entre 450 y 600 K , en kJ/kg .

- 4.23. Con las tablas adecuadas, obténganse las magnitudes siguientes:
- La temperatura en kelvin si el nitrógeno tiene una entalpía específica de 1076 kJ/kg aproximadamente.
 - La temperatura en kelvin de hidrógeno con un valor de c_p de 14,501 kJ/kg · K.
 - La temperatura en kelvin de dióxido de carbono con una energía interna de 266,8 kJ/kg.
 - La energía interna del monóxido de carbono, en kJ/kg, si su entalpía específica es 650,5 kJ/kg.
 - La variación de energía interna del aire entre 350 y 550 K, en kJ/kg, empleando una capacidad térmica específica media.
- 4.24I. Con las tablas adecuadas, obténganse las magnitudes siguientes:
- La temperatura del aire en °R si su energía interna es 130 Btu/lb_m.
 - La temperatura del aire en °F si c_p es 0,179 Btu/lb_m · °R.
 - La temperatura del nitrógeno en °F si su entalpía específica es 188,7 Btu/lb_m.
 - La energía interna del dióxido de carbono, en Btu/lb, si su energía interna es 124,2 Btu/lb_m.
 - La variación de entalpía, en Btu/lb_m, del monóxido de carbono entre 300 y 600 °F, empleando una capacidad térmica específica media.
- 4.25I. Con las tablas adecuadas, obténganse las magnitudes siguientes:
- La temperatura en °R del nitrógeno con entalpía específica de 133,9 Btu/lb_m.
 - La temperatura en °F del dióxido de carbono con un valor de c_p de 0,202 Btu/lb_m · °R.
 - La energía interna del oxígeno a 100 °F en Btu/lb_m.
 - La energía interna del aire en Btu/lb_m si su entalpía específica es 128,10 Btu/lb_m.
 - La variación de entalpía en Btu/lb_m del nitrógeno entre 300 y 600 °F, utilizando un valor medio de capacidad térmica específica.
- 4.26. Una determinada cantidad de nitrógeno ocupa un volumen inicial de 0,890 m³ a una presión de 2 bar y una temperatura de 27 °C. Se lo comprime hasta un volumen de 0,356 m³ y una presión de 12,5 bar. Calcúlese (a) la temperatura final en °C, (b) la masa en kilogramos y la variación de energía interna en kilojulios utilizando (c) la Tabla A.3, y (d) la Tabla A.6.
- 4.27I. Una determinada cantidad de nitrógeno ocupa un volumen inicial de 18,64 ft³ a una presión de 150 psia. Se lo expansiona hasta un volumen de 34,47 ft³ a 30 psia y 80 °F. Calcúlese (a) la temperatura inicial en °F, (b) la masa en lb_m y la variación de energía interna en Btu utilizando (c) la Tabla A.3I y (d) la Tabla A.6I.

VARIACIONES DE ENTALPÍA Y ENERGÍA INTERNA A PARTIR DE DATOS DE CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS

- 4.28. Se aumenta la temperatura del oxígeno desde (a) 300 hasta 500 K, y (b) 400 hasta 800 K.
- Calcúlese la variación de entalpía en kJ/kmol integrando una expresión de c_p en función de la temperatura a presión tendiendo a cero (Tabla A.3).

- Compárese el resultado con el obtenido utilizando datos de h de la Tabla A.7.
 - ¿Qué tanto por ciento de error se introducirá utilizando la media aritmética de c_p tomado de la Tabla A.3 para evaluar Δh entre los límites de temperatura dados, comparado con el apartado 1?
- 4.29. Hágase el Problema 4.28, pero siendo el gas dióxido de carbono.
- 4.30. Se aumenta la temperatura del oxígeno desde (a) 300 hasta 600 K, y (b) 300 hasta 800 K.
- Calcúlese la variación de energía interna en kJ/kmol integrando una ecuación empírica de c_p en función de la temperatura a presión tendiendo a cero (Tabla A.3).
 - Compárese el resultado con el obtenido utilizando datos de u de la Tabla A.7.
 - ¿Qué tanto por ciento de error se introducirá utilizando la media aritmética de c_p tomado de la Tabla A.3 para evaluar Δu entre los límites de temperatura dados, comparado con el apartado 1?
- 4.31. Haciendo uso de los datos de capacidad térmica específica de gases monoatómicos de la Tabla A.3, calcúlese la variación de energía interna y entalpía del (a) helio, para un cambio de temperatura de 100 °C a 500 °C, y (b) argón, para un cambio de temperatura de 300 a 700 K, en kJ/kg.
- 4.32I. Se aumenta la temperatura del dióxido de carbono de (a) 100 a 800 °F, y (b) 300 a 1.200 °F. (1) Calcúlese la variación de entalpía en Btu/lbmol, integrando la ecuación que contiene c_p en función de la temperatura a presión tendiendo a cero (Tabla A.3I). (2) Compárese el resultado con el obtenido al utilizar datos de h de la Tabla A.7I. (3) ¿Qué tanto por ciento de error se introducirá, comparado con el resultado del apartado 2, por emplear la media aritmética de c_p tomado de la Tabla A.3I para evaluar Δh entre los límites de temperatura dados?
- 4.33I. Se aumenta la temperatura del oxígeno de (a) 100 a 800 °F, y (b) 200 a 1.000 °F. (1) Calcúlese la variación de energía interna integrando la ecuación empírica de c_p en función de la temperatura a presión tendiendo a cero (Tabla A.3I), en Btu/lbmol. (2) Compárese el resultado con el obtenido al utilizar datos de u de la Tabla A.7I. (3) ¿Qué tanto por ciento de error se introducirá, comparado con el resultado del apartado 2, por emplear la media aritmética de c_p tomado de la Tabla A.3I para evaluar Δu entre los límites de temperatura dados?
- 4.34I. Utilizando los datos de capacidad térmica específica de gases monoatómicos de la Tabla A.3I, calcúlese la variación de energía interna y entalpía del (a) helio para una variación de temperatura entre 100 y 700 °F, y (b) argón para una variación de temperatura entre 80 y 800 °F, en Btu/lb_m.

ANÁLISIS ENERGÉTICO A TEMPERATURA CONSTANTE

- 4.35I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene un gas ideal, inicialmente a 50 psia y 3 ft³. El émbolo se desplaza 2 ft en un proceso de expansión isoterma. La presión atmosférica es de 14,7 psia, existe una fuerza de fricción de 100 lb_f que se opone al movimiento y el área del émbolo es igual a 36 in². Calcúlese el trabajo neto comunicado al eje de salida, en ft · lb_m.

- 4.36. Se comprime isoterma y cuasiestáticamente medio kilogramo de aire en un sistema cerrado, desde 1 bar y 30 °C hasta una presión final de 2,4 bar. Determínese (a) la variación de energía interna, y (b) el calor transferido, en kilojulios.
- 4.37. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,12 kg de aire a 200 kPa y 123 °C. Durante un proceso cuasiestático isoterma se extraen 15 kJ en forma de calor y se comunica un trabajo eléctrico de 1,50 Wh. Determínese el cociente entre el volumen final y el inicial.
- 4.38. En un sistema cerrado se expansionan 0,1 kg de argón, en un proceso isoterma, desde 2 bar y 325 K hasta que se triplica el volumen, y se comunican 68,2 kJ/kg de calor. Si durante el proceso se hace funcionar una batería de 12 V durante 20 s, determínese la intensidad de la corriente suministrada en amperios, a la resistencia que se encuentra dentro del sistema. Despréciase la energía almacenada en la resistencia.
- 4.39. En el interior de un dispositivo cilindro-émbolo se tiene aire en unas condiciones iniciales de 400 kPa y 0,01 m³. Una rueda de paletas da 2.400 vueltas dentro del gas con un par de 7,50 N · cm. La temperatura permanece constante durante el proceso mientras que el volumen se duplica. Determínese la magnitud, en kilojulios, y el sentido del calor transferido.
- 4.40. Un depósito rígido de almacenamiento de agua para una vivienda tiene un volumen de 0,40 m³. El depósito contiene inicialmente 0,30 m³ de agua a 20 °C y 240 kPa. El espacio libre sobre el agua contiene aire a la misma temperatura y presión. Se bombean lentamente otros 0,050 m³ de agua dentro del depósito de manera que la temperatura permanece constante. Determínese (a) la presión final del depósito, y (b) el trabajo comunicado al aire, en newton-metro.
- 4.41. Se comprime de manera isoterma, en un dispositivo cilindro-émbolo, dióxido de carbono gaseoso a 120 kPa y 30 °C, hasta 300 kPa.
- Calcúlese el trabajo comunicado al gas, en kJ/kg, y señálese el área que lo representa en un diagrama Pv .
 - Téngase en cuenta ahora el aire ambiente a 96 kPa actuando sobre la parte de atrás del émbolo, además del vástago que va unido al mismo. Calcúlese el trabajo neto que se necesita por parte de la fuente externa en este caso, para el mismo cambio de estado del CO₂ gaseoso, y muéstrase el área que lo representa.
 - Por último, además del aire ambiente del apartado b, considérese que existe rozamiento entre el cilindro y el émbolo. La resistencia friccional es equivalente a una presión efectiva de 30 kPa, constante durante el desplazamiento. En este caso, determínese el trabajo neto en kJ/kg que debe comunicarse a través del vástago. Muéstrase el área que representa a este último trabajo en un diagrama Pv .
- 4.42I. Se comprime de manera isoterma un cuarto de libra de nitrógeno en un sistema cerrado, desde 15 psia y 80 °F hasta una presión final de 36 psia. Determínese (a) la variación de energía interna, y (b) la transferencia de calor, en Btu.
- 4.43I. En un dispositivo cilindro-émbolo que contiene inicialmente 0,27 lbm de aire a 35 psia y 240 °F, tiene lugar un proceso cuasiestático isoterma. Se extraen 15 Btu en forma de calor y se comunica un trabajo eléctrico al sistema de 1,76 W · h. Determínese el cociente entre el volumen final y el inicial.

- 4.44I. En un proceso isoterma se expande 0,1 lb_m de argón, desde 30 psia y 140 °F hasta que se duplica el volumen, y se comunican 16,1 Btu/lb_m de calor. Durante el proceso se hace funcionar una batería de 12 V durante 20 s. Determínese la intensidad constante suministrada, en amperios, a una resistencia del interior del sistema. Despréciase la energía almacenada en la resistencia.
- 4.45I. Se comprime de manera isoterma, en un dispositivo cilindro-émbolo, dióxido de carbono gaseoso a 18 psia y 80 °F, hasta 45 psia.
- Calcúlese el trabajo comunicado al gas, en ft · lb_f/lb_m, y señálese el área que lo representa en un diagrama Pv .
 - Téngase en cuenta ahora el aire ambiente a 14,4 psia actuando sobre la parte posterior del émbolo, además del vástago que va unido al mismo. Calcúlese el trabajo neto que se necesita por parte de la fuente externa en este caso, para el mismo cambio de estado del CO₂ gaseoso, y muéstrase el área que lo representa.
 - Por último, además del aire ambiente del apartado b, considérese que existe rozamiento entre el cilindro y el émbolo. La resistencia friccional es equivalente a una presión efectiva de 4,0 psia, constante durante el desplazamiento. En este caso, determínese el trabajo neto en ft · lb_f/lb_m que debe comunicarse a través del vástago. Muéstrase el área que representa a este último trabajo en un diagrama Pv .

ANÁLISIS ENERGÉTICO A PRESIÓN CONSTANTE

- 4.46. Un gas monoatómico que se encuentra en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo experimenta un proceso en el que la presión permanece fija en 3 bar mientras que el volumen disminuye desde 0,08 hasta 0,04 m³. Si la temperatura inicial es de 600 K, determínese (a) el trabajo realizado, y (b) el calor transferido durante el proceso, en kilojulios.
- 4.47. Un dispositivo cilindro-émbolo con un volumen inicial de 0,1 m³ contiene 0,014 kg de hidrógeno a 210 kPa. Se transfiere calor hasta que el volumen final es de 0,085 m³. Si el proceso cuasiestático tiene lugar a presión constante, determínese (a) la temperatura final, en grados Celsius, (b) el calor transferido en kilojulios, utilizando datos de la Tabla A.11, y (c) el calor transferido en kilojulios, utilizando datos de capacidades térmicas específicas de la Tabla A.3.
- 4.48. En un dispositivo cilindro-émbolo adiabático se tienen 0,01 kmol de helio que se mantiene a una presión constante de 2 bar. El émbolo carece de rozamiento y la temperatura inicial del gas es de 20 °C. Una rueda de paletas da 1.000 vueltas dentro del gas, hasta que su volumen aumenta un 25 por 100. Calcúlese (a) el par constante de la rueda de paletas, en N · m, y (b) el trabajo realizado sobre el sistema, en kilojulios.
- 4.49. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,1 m³ de nitrógeno a 0,1 MPa y 25 °C. Se hace girar en su interior una rueda de paletas hasta que se han comunicado 20.300 N · m de trabajo. Si el proceso es cuasiestático, adiabático y a presión constante, determínese la temperatura final del gas en grados Celsius. Despréciase la energía almacenada en la rueda de paletas y utilícen los datos de la Tabla A.6.

- 4.50. Un dispositivo cilindro-émbolo mantiene nitrógeno a una presión constante de 200 kPa. El volumen y la temperatura iniciales son $0,10 \text{ m}^3$ y 20°C , respectivamente. Se realiza trabajo eléctrico sobre el sistema dejando pasar a través de una resistencia colocada en el interior del gas, 6 A a 12 V durante 9 minutos. Como consecuencia, el volumen aumenta hasta $0,14 \text{ m}^3$. Determinése (a) el trabajo neto en el proceso, (b) la variación de energía interna del gas utilizando datos de capacidades térmicas específicas, y (c) la magnitud y sentido del calor transferido, todo ello en kJ. Despréciese la energía almacenada en la resistencia.
- 4.51. Un dispositivo cilindro-émbolo adiabático contiene 0,3 kg de aire, inicialmente a 300 K y 3 bar. Se hace pasar una corriente de 6 A durante 30 s a través de una resistencia colocada en el interior del gas. El gas se expande cuasiestáticamente a presión constante hasta que se duplica el volumen. Despreciando la energía almacenada en la resistencia, determinése el valor de la misma en ohmios. Recuérdese que la potencia disipada en una resistencia es I^2R .
- 4.52. Un gas ideal encerrado en un dispositivo cilindro-émbolo a 1,5 bar y $0,03 \text{ m}^3$, primero se calienta a presión constante hasta que se duplica el volumen. Después se permite que se expanda isotermamente hasta que el volumen se duplica de nuevo. Determinése el trabajo total realizado por el gas en kJ/kmol y represéntense gráficamente los procesos cuasiestáticos en un diagrama PV . La temperatura inicial del gas es de 300 K.
- 4.531. En el interior de un dispositivo cilindro-émbolo adiabático se mantienen $0,01 \text{ lb}_m$ de helio a una presión constante de 30 psia. El émbolo no tiene rozamiento y la temperatura inicial del gas es de 60°F . Una rueda de paletas da 500 vueltas en el interior del gas, hasta que aumenta en un 25 por 100 el volumen del gas. Calcúlese (a) el par constante de la rueda de paletas, en $\text{lb}_f \cdot \text{ft}$, y (b) el trabajo neto realizado sobre el sistema, en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$.
- 4.541. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene inicialmente un pie cúbico de nitrógeno a 15 psia y 80°F . Con un motor externo, se hace girar una rueda de paletas en su interior hasta que se han comunicado $6,215 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f$ de trabajo. Si el proceso es cuasiestático, adiabático y a presión constante, determinése la temperatura final del gas en grados Fahrenheit. Despréciese la energía almacenada en la rueda de paletas y utilícense datos de la Tabla A.61.
- 4.551. Un dispositivo cilindro-émbolo mantiene nitrógeno a una presión constante de 30 psia. El volumen y la temperatura iniciales son de $0,35 \text{ ft}^3$ y 60°F , respectivamente. Se realiza trabajo eléctrico sobre el sistema haciendo pasar 2 A a 12 V a través de una resistencia colocada en el interior del gas, durante 4,0 minutos. Como consecuencia, el volumen aumenta hasta $0,60 \text{ ft}^3$. Determinése (a) el trabajo neto del proceso, (b) la variación de energía interna del gas, utilizando datos de capacidades térmicas específicas, y (c) la magnitud y sentido del calor transferido, todo ello en Btu. Despréciese la energía almacenada en la resistencia.
- 4.561. Un gas monoatómico encerrado en un dispositivo cilindro-émbolo experimenta un proceso cuasiestático en el que la presión se mantiene fija en 20 psia, mientras que el volumen aumenta desde 1,0 hasta $2,0 \text{ ft}^3$. Si la temperatura inicial era de 140°F , determinése (a) el trabajo realizado en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f$, y (b) el calor transferido durante el proceso, en Btu.

- 4.571. Un dispositivo cilindro-émbolo adiabático contiene $0,66 \text{ lb}_m$ de aire inicialmente a 60°F y 3 atm. Se hace pasar durante 30 s una corriente de 4 A a través de una resistencia colocada en el interior del sistema. El gas se expande cuasiestáticamente a presión constante hasta que el volumen es un 75 por 100 mayor. Despreciando la energía almacenada en la resistencia, determinése su valor en ohmios. Recuérdese que la potencia disipada en una resistencia es I^2R .

ANÁLISIS ENERGÉTICO A VOLUMEN CONSTANTE

- 4.58. Se calienta nitrógeno a 27°C , encerrado en un depósito rígido, hasta que la presión aumenta en un factor de 2. Determinése el calor necesario, en kJ/kg, empleando (a) datos de capacidades térmicas específicas medias de la Tabla A.3, y (b) datos de la Tabla A.6.
- 4.59. Un depósito rígido con un volumen de $1,0 \text{ m}^3$ contiene oxígeno a 0,20 MPa y 20°C . Una rueda de paletas colocada en el interior del gas da 1.400 vueltas aplicando un par de $4,42 \text{ N} \cdot \text{m}$. La temperatura final es de 40°C . Determinése (a) la variación de energía interna del gas, en kJ, utilizando datos de capacidades térmicas específicas, y (b) la magnitud, en kJ, y sentido del calor transferido. Despréciese la energía almacenada en la rueda de paletas.
- 4.60. Un depósito rígido contiene nitrógeno gaseoso a 100 kPa y 17°C . Se hace girar una rueda de paletas en el interior del depósito mediante una fuente externa, que origina un par de $11,0 \text{ N} \cdot \text{m}$ durante 100 vueltas del eje, hasta que la presión final es de 130 kPa. Durante el proceso tiene lugar una pérdida de calor de 1,0 kJ. Determinése (a) la masa en el interior del depósito en kilogramos, y (b) el volumen del depósito en metros cúbicos. Despréciese la energía almacenada en la rueda de paletas.
- 4.61. Un depósito rígido contiene inicialmente 0,80 g de aire a 295 K y 1,5 bar. Con una fuente de 12,0 V se hace pasar una corriente de 0,6 A durante 30 s, a través de una resistencia eléctrica colocada en el interior del depósito. A la vez, tiene lugar una pérdida de calor de 156 J. (a) Determinése la temperatura final del gas en kelvin. (b) Calcúlese la presión final en bar.
- 4.621. Se tiene nitrógeno, inicialmente a 20 psia y 70°F , ocupando un depósito rígido con un volumen de $4,0 \text{ ft}^3$. Una rueda de paletas da 180 vueltas en el interior del gas, mediante la aplicación de un par de $3,20 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$. La temperatura final es de 120°F . Determinése (a) la variación de energía interna del gas en Btu, utilizando datos de capacidades térmicas específicas, y (b) la magnitud, en Btu, y sentido del calor transferido. Despréciese la energía almacenada en la rueda de paletas.
- 4.631. Un depósito rígido está lleno de oxígeno gaseoso a 15 psia y 40°F . Una fuente externa de trabajo hace girar una rueda de paletas en el interior del depósito con un par de $8,0 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$, durante 100 vueltas. La presión final es 17,4 psia, y durante el proceso tiene lugar una pérdida de calor de 2,0 Btu. Determinése (a) la masa en el interior del depósito en libras-masa, y (b) el volumen del depósito en pies cúbicos. Despréciese la energía almacenada en la rueda de paletas.
- 4.641. Un depósito rígido contiene $0,023 \text{ lbmol}$ de nitrógeno a 120°F y 2 atm. Se emplea una fuente de alimentación externa de 120 V para hacer pasar una corriente de 1,2 A durante 50 s a través de una resistencia eléctrica colocada en el interior del depósito. Durante el proceso tiene

- lugar una pérdida de calor de 12,5 Btu. Determinése (a) la temperatura final del gas, en grados Fahrenheit, (b) la presión final, en atmósferas, y (c) el volumen del depósito en pies cúbicos.
- 4.65. Un depósito rígido y bien aislado térmicamente contiene 0,1 m³ de aire. El trabajo de 9.450 N · m de una rueda de paletas permite alcanzar una presión final de 2,5 bar y una temperatura de 400 K. Determinése (a) la temperatura inicial en kelvin, y (b) la presión inicial en bar.
- 4.66I. Un depósito rígido y bien aislado térmicamente contiene 2 ft³ de aire a 20 psia y 500 °R. Una rueda de paletas le comunica un trabajo de 5.000 ft · lb_p. Determinése (a) la temperatura final en °R, y (b) la presión final en psia.

EVALUACIÓN DE CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS

- 4.67. Diez gramos de un gas ideal de masa molar 32 kg/kmol experimenta una expansión cuasiestática a una presión constante de 1,3 bar desde 20 °C hasta 60 °C. Durante el proceso se transfieren 370 J de calor al sistema cerrado. Calcúlese (a) el trabajo de expansión en julios, y (b) el valor medio de c_v del gas, en kJ/kg · °C.
- 4.68. En un sistema cerrado se expanden cuasiestáticamente, a presión constante, 0,1 kg de un gas ideal ($M = 40$ kg/kmol), desde 100 kPa y 40 °C hasta 150 °C. Si se comunican 5.200 J de calor durante el proceso, obténgase (a) el trabajo de expansión en kJ, y (b) el valor medio de c_v , en kJ/kg · °C.
- 4.69I. Una masa de 0,022 lb_m de un gas ideal cuya masa molar es 32 kg/kmol experimenta una expansión cuasiestática a presión constante desde 20 psia y 65 °F hasta 135 °F. Durante el proceso se transfieren 0,339 Btu de calor al sistema cerrado. Calcúlese (a) el trabajo de expansión en Btu, y (b) el valor medio de c_v del gas, en Btu/lb_m · °F.

OTROS ANÁLISIS ENERGÉTICOS

- 4.70. El dispositivo cilindro-émbolo de un compresor alternativo contiene 0,10 m³ de aire a 0,95 bar y 67 °C. El proceso de compresión es cuasiestático y está representado mediante la ecuación $PV^{1,3} = \text{constante}$. El volumen final es 0,02 m³. Determinése (a) la masa de aire en kilogramos, (b) la temperatura final en kelvin, (c) la variación de energía interna en kJ, (d) el trabajo necesario en kJ, y (e) la magnitud y sentido del calor transferido, en kJ.
- 4.71. Un depósito rígido y aislado de 3,0 m³ de volumen total está dividido por la mitad mediante un tabique aislado y rígido. Ambas partes del depósito contienen un gas ideal monoatómico. En una de las partes, la temperatura y presión iniciales son 200 °C y 0,50 bar, y en la otra, los valores son de 40 °C y 1,0 bar. Se rompe el tabique y el gas se mezcla totalmente. Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en grados Celsius, y (b) la presión final en bar.
- 4.72. En un depósito se almacenan 0,81 kg de nitrógeno a 3 bar y 50 °C. Mediante una válvula apropiada, este depósito está conectado a un segundo depósito de 0,50 m³ y completamente vacío. Ambos depósitos están completamente aislados. Si se abre la válvula y se permite que se alcance el equilibrio, determinése la presión final en bar.

- 4.73. El depósito A contiene 1 kg de oxígeno a 100 kPa y 60 °C. Mediante una válvula apropiada, este depósito está conectado a un segundo depósito B que contiene 1 kg de oxígeno a 200 kPa y 10 °C. Ambos depósitos están aislados. Si se abre la válvula y se permite que se alcance el equilibrio, determinése la presión final en kPa.
- 4.74. En un dispositivo cilindro-émbolo hay 0,020 m³ de oxígeno a 600 kPa, 200 °C. El gas se expansiona, siguiendo el proceso la ecuación $PV^{1,2} = \text{constante}$, hasta que alcanza una temperatura de 100 °C. Determinése (a) el volumen final en metros cúbicos y la presión en kilopascales, (b) el valor del trabajo, en Newton-metro, y (c) el calor transferido, en kilojulios.
- 4.75. Un motor de cilindro y émbolo contiene 0,300 m³ de nitrógeno, inicialmente a 2,0 bar, 107 °C. El émbolo se desplaza con rozamiento despreciable hasta que la presión aumenta hasta 5,0 bar. El proceso viene descrito por la ecuación $V = 0,40 - 0,050 P$, con V en metros cúbicos y P en bar. Determinése (a) la temperatura final, en grados Celsius, (b) la masa de nitrógeno, en kilogramos, (c) el trabajo realizado en newton-metro, y (d) el calor transferido en kJ.
- 4.76. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprimen 0,1 m³ de dióxido de carbono gaseoso, inicialmente a 27 °C, 100 kPa. La ecuación del proceso viene dada por $Pv^{1,2} = \text{constante}$. Si el trabajo de entrada es de 103,9 kJ/kg, determinése el calor transferido en kJ/kg.
- 4.77. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene inicialmente 0,5 m³ de nitrógeno gaseoso a 4 bar y 27 °C. El nitrógeno se expande siguiendo un proceso politrópico para el que $PV^{0,82} = \text{constante}$, hasta que se duplica el volumen. Simultáneamente, se pone en funcionamiento un calentador eléctrico a 120 V durante 10 minutos. Durante el proceso tiene lugar también una pérdida de calor de 12,8 kJ. Determinése
- La temperatura final, en °C.
 - La magnitud y el sentido del trabajo en la frontera, en kilojulios.
 - La resistencia del calentador necesaria para alcanzar la temperatura final, en ohmios.
 - El coste de la electricidad, en centavos, si la tarifa de la compañía eléctrica es de 0,10 \$ kW · h.
- 4.78. Un gas de masa molar 33 kg/kmol ocupa un volumen de 0,1 m³ en un dispositivo cilindro-émbolo a 3 bar y 360 K. Un aporte de calor da lugar a que el gas se expanda hasta 0,2 m³ siguiendo un camino dado por $PV^{1,3} = \text{constante}$. Si $c_v = 0,60 + 2,5 \times 10^{-4} T$, con c_v en kJ/kg · K y T en kelvin, determinése el calor suministrado, en kilojulios.
- 4.79. Se tienen dos depósitos comunicados por una válvula. El depósito A contiene 2 kg de monóxido de carbono gaseoso a 77 °C y 0,7 bar. El depósito B mantiene 8 kg del mismo gas a 27 °C y 1,2 bar. Se abre la válvula y se permite que se mezclen los gases mientras que reciben calor del ambiente. La temperatura final de equilibrio es 42 °C. Empleando el modelo de gas ideal, determinése:
- La presión final, en bar.
 - El calor transferido en el proceso, en kilojulios.
- 4.80. Dos depósitos idénticos, ambos aislados y con un volumen de 1 m³, están comunicados por una válvula. El depósito A contiene aire a 10 bar y 350 K, mientras que el depósito B contiene aire a 1 bar y 300 K. Se abre la válvula y se permite que se alcance el equilibrio. Calcúlese (a) la temperatura final en kelvin, y (b) la presión final en bar.

- 4.81. 0,1 kg de aire contenido en un dispositivo cilindro-émbolo experimentan un proceso en el que $V = CT^2$, siendo C una constante. Las condiciones iniciales son 227 °C y 0,01 m³. Si se duplica el volumen, calcúlese
- La temperatura final en kelvin.
 - La presión final en bar.
 - El trabajo realizado por el gas en kJ.
 - El calor transferido en kJ.
- 4.82I. El dispositivo cilindro-émbolo de un compresor alternativo contiene inicialmente 60 in³ de aire a 14,5 psia y 100 °F. El proceso de compresión es cuasiestático y está representado por la ecuación $PV^{1,3} = \text{constante}$. El volumen final es de 12 in³. Determínese (a) la masa de aire en libras, (b) la temperatura final en grados Rankine, (c) la variación de energía interna en Btu, (d) el trabajo necesario en ft · lb_f, y (e) la magnitud y sentido del calor transferido, en Btu.
- 4.83I. Un depósito rígido y aislado está dividido por la mitad mediante un tabique rígido y aislado. Ambas partes del depósito contienen 1,5 ft³ del mismo gas ideal monoatómico. En la parte A, la temperatura y presión iniciales son 400 °F y 1,2 atm, y en la parte B, los valores son 120 °F y 2,2 atm. Se rompe el tabique y se produce la mezcla total. Determínese (a) la temperatura final de equilibrio en grados Fahrenheit, y (b) la presión final en atmósferas.
- 4.84I. Un depósito A contiene 0,1 lb_m de nitrógeno en condiciones iniciales de 20 psia y 100 °F. Mediante una válvula adecuada, se tiene conectado un segundo depósito B que contiene 0,20 lb_m del mismo gas a 40 psia y 250 °F. Ambos depósitos están aislados y todas las capacidades térmicas específicas se consideran constantes. Si se abre la válvula y se deja que se alcance el equilibrio, determínese (a) la temperatura final de la mezcla, en grados Fahrenheit, y (b) la presión final en psia.
- 4.85I. En el interior de un dispositivo cilindro-émbolo se tienen 0,50 ft³ de dióxido de carbono en condiciones iniciales de 75 psia y 400 °F. El gas se expande de acuerdo con la ecuación $PV^{1,2} = \text{constante}$ hasta que la temperatura alcanza un valor de 200 °F. Determínese (a) el volumen final en pies cúbicos y la presión en psia, (b) el trabajo en ft · lb_f, y (c) el calor transferido en Btu.
- 4.86I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,5 ft³ de dióxido de carbono a 340 °F y 45,0 psia. La ecuación que sigue el proceso de expansión viene dada por $Pv^{1,2} = \text{constante}$. Si el trabajo comunicado al exterior es 54,2 Btu/lb_m, calcúlese la transferencia de calor en Btu/lb_m.

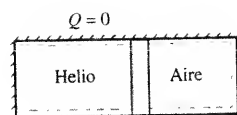


Figura P4.87

- 4.87. Una cámara cilíndrica, rígida y aislada, contiene 0,5 m³ de helio a 10 bar y 27 °C separado, por un émbolo sin rozamiento, de 0,3 m³ de aire a 1 bar y 327 °C, según se muestra en la Figura P4.87. Se libera el émbolo y se desplaza de su posición inicial hasta que se equilibra la presión. El émbolo conduce el calor, de modo que se igualan las temperaturas. Calcúlese (a) la temperatura final en °C, (b) la presión final en bar, y (c) el volumen inicial ocupado por el aire en m³.
- 4.88I. Una cámara cilíndrica aislada y rígida contiene 1,0 ft³ de helio a 10 psia y 400 °F separado, por un émbolo sin rozamiento, de 0,1 ft³ de aire que se encuentra a 100 psia y 70 °F, según se muestra en la Figura P4.87. Se libera el émbolo y se desplaza de su posición inicial hasta que se equilibra la presión. El émbolo conduce el calor, de modo que se igualan las

temperaturas. Calcúlese (a) la temperatura final en °F, (b) la presión final en psia, y (c) el volumen inicial ocupado por el aire en ft³.

- 4.89I. Considérese el esquema del equipo de la Fig. P4.89. Mediante un muelle externo comprimido y una presión ambiente de 15,0 lb/in², se mantiene un émbolo en una posición de equilibrio inicial, de modo que la presión inicial total del *aire* del interior del cilindro es 25 lb/in². El área del émbolo es 0,10 ft², la altura vertical del interior del cilindro es 6,0 in y $T_1 = 40$ °F. Se transfiere una cantidad de calor tal que el muelle se acorta en 6,0 in y la presión alcanza el valor de 35 lb/in². Conociendo la constante del muelle, se sabe que el trabajo realizado sobre el muelle es 108 ft · lb_f y que el émbolo es de masa despreciable y se desplaza sin fricción. Calcúlese
- El trabajo total realizado por el gas, en ft · lb_f.
 - La variación de energía interna del gas, en Btu.
 - La magnitud, en Btu, y el sentido de Q .

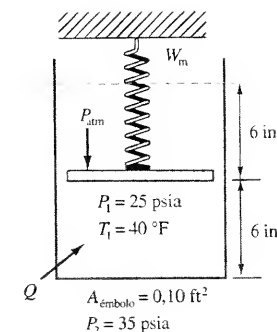


Figura P4.89

- 4.90. Un cilindro cerrado por un émbolo sin fricción contiene argón a 10 bar y 300 K. El émbolo está sujeto por un muelle, como se muestra en la Figura P4.90. Se hace pasar una corriente de 100 A durante 100 s a través de una resistencia colocada en el interior del cilindro con una caída de potencial de 20 V. En ese intervalo de tiempo tiene lugar una pérdida de calor por unidad de tiempo de 1 kW. El volumen inicial es 0,1 m³ y la temperatura final 450 K. Calcúlese el trabajo realizado por el gas sobre el émbolo, en kilojulios.

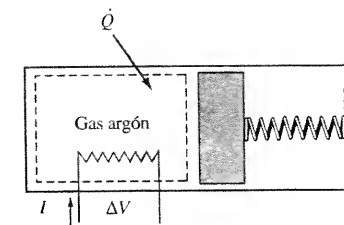


Figura P4.90

- 4.91. En un dispositivo cilindro-émbolo se tienen 0,72 m³/kg de nitrógeno gaseoso a 27 °C (estado 1). El gas experimenta un proceso isoterma hasta el estado 2, en el que el volumen específico es 0,36 m³/kg. A continuación se expande a presión constante hasta el estado 3, siendo $v_3 = v_1$. Por último regresa a su estado inicial por un camino a volumen constante.
- Dibuje un esquema del proceso cíclico en un diagrama Pv .
 - Determínese el valor de P_2 en bar y de T_3 en kelvin.
 - Determínese el trabajo y el calor en los tres procesos, en kJ/kg.
- 4.92. Una masa de aire a 600 kPa y 660 K (estado 1) describe un ciclo integrado por un proceso a volumen constante hasta 250 kPa (estado 2), seguido de un proceso isoterma hasta la presión inicial, y a continuación por un proceso a presión constante, hasta el volumen inicial. Calcúlese (a) el volumen específico del estado 1 en m³/kg, (b) la temperatura del estado 2 en kelvin, (c) el calor y el trabajo en los tres procesos, en kJ/kg, y (d) hágase un esquema del proceso en un diagrama Pv .

- 4.93. Para recorrer una distancia determinada del interior del dispositivo cilindro-émbolo que se muestra en la Figura P4.93, se necesita un émbolo de 25 kg, sometido a las condiciones de la atmósfera estándar. El émbolo, cuya área es igual a 0,0050 m², descansa inicialmente sobre los topes inferiores. El aire del interior del cilindro se calienta hasta que el émbolo alcanza los topes superiores. La presión y temperatura iniciales del aire son 0,101 MPa y 20 °C, $c_p = 0,72$ kJ/kg · K, $g = 9,80$ m/s² y $P_{\text{atm}} = 101$ kPa. Determínese
- La masa de aire contenida en el cilindro, en kilogramos.
 - La presión P_2 en MPa y la temperatura T_2 en kelvin en el interior del cilindro, en el instante en que el émbolo comienza a moverse.
 - El calor comunicado en kilojulios antes de que se mueva el émbolo.

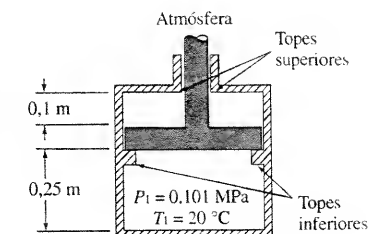


Figura P4.93

- (d) La temperatura T_3 en kelvin, cuando el émbolo alcanza los topes superiores.
- (e) El calor y el trabajo en kilojulios, durante el movimiento del émbolo.
- 4.94. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene monóxido de carbono gaseoso a 100 kPa y 27 °C.
- (a) En el proceso A se calienta el gas a volumen constante hasta que se duplica la presión. A continuación se expande a presión constante hasta que el volumen triplica su valor inicial.
- (b) En el proceso B, el mismo gas en el mismo estado inicial, primero se expande a presión constante hasta que se triplica el volumen; a continuación se calienta el gas a volumen constante hasta que alcanza la misma presión final que en el proceso A.
- Determinése el calor neto transferido en estos dos procesos, el trabajo neto y las variaciones de energía interna, en kJ/kg. Compárense los resultados de ambos procesos.
- 4.95. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 1 kg de aire a 2 bar y 77 °C. Hay dos procesos implicados: un proceso a volumen constante seguido de un proceso a presión constante. Durante el primer proceso, se comunican 57,970 J de calor. Durante el segundo proceso, que sigue al primero, se comunica calor a presión constante hasta que el volumen es igual a 0,864 m³. Si los procesos son cuasiestáticos (a) evalúese el trabajo total de expansión en kilojulios, y (b) el calor total transferido en kilojulios.
- 4.961. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene monóxido de carbono gaseoso a 15 psia y 60 °F.
- (a) En el proceso A se calienta el gas a volumen constante hasta que se duplica la presión. A continuación se expande a presión constante hasta que el volumen triplica su valor inicial.
- (b) En el proceso B, el mismo gas en el mismo estado inicial, primero se expande a presión constante hasta que se triplica el volumen; a continuación se calienta el gas a volumen constante hasta que alcanza la misma presión final que en el proceso A.
- Para estos dos procesos, determinése el calor neto transferido, el trabajo neto y las variaciones de energía interna, en Btu/lb_m. Compárense los resultados de ambos procesos.
- 4.971. Una masa de 0,1 lb_m de aire a 30 psia que ocupa 0,69 ft³, se expande a presión constante hasta un volumen de 1,5 ft³. A continuación experimenta un cambio de estado a volumen constante hasta una presión de 15 psia. Si los procesos son cuasiestáticos, calcúlese el trabajo total realizado, el calor total transferido y la variación total de energía interna, todo ello en Btu.
- 4.981. En un dispositivo cilindro-émbolo hay 1 ft³ de aire a 20 psia y 40 °F. Primero se calienta a volumen constante (proceso 1-2) hasta que se duplica la presión. A continuación se expande a presión constante (proceso 2-3) hasta que se duplica el volumen. Calcúlese el calor total comunicado en Btu, utilizando datos de la Tabla A.51.
- 4.99. En un depósito rígido se tiene 1 m³ de agua a 10,0 MPa y 480 °C. Se enfría el fluido hasta que su temperatura llega a 320 °C. Determinése la presión final en bar y calor transferido en kilojulios, si el fluido se comporta como (a) gas real, y (b) gas ideal, utilizando datos tabulados en ambos casos. (c) Calcúlese el porcentaje de error en el calor transferido cuando se emplea el modelo de gas ideal.

FACTOR DE COMPRESIBILIDAD

- 4.100. Se tiene vapor de agua a 440 °C y 200 bar. Obténgase el volumen específico en m³/kg, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tablas de vapor sobrecalentado.
- 4.101. Se tiene refrigerante 134a a 60 °C y 14 bar. Obténgase el volumen específico en m³/kg, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tabla de vapor sobrecalentado.
- 4.102. Obténgase la presión, en bar, del vapor de agua a 360 °C y 0,03089 m³/kg, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tabla de vapor sobrecalentado.
- 4.103. Un depósito de 12,5 m³ contiene propano (C₃H₈) a 115 °C y 37,9 bar. Estímese la masa del gas en kilogramos, utilizando (a) el modelo de gas ideal, y (b) el diagrama de compresibilidad. Se extrae gas del depósito hasta que la masa que queda es la mitad de la cantidad original y la temperatura sigue siendo la misma. Con el resultado del apartado (b) y el diagrama de compresibilidad, (c) estímese la presión final del depósito en bar. (d) Calcúlese la presión final si el comportamiento es de gas ideal.
- 4.1041. Se tiene vapor de agua a 700 °F y 2.500 psia. Obténgase el volumen específico en ft³/lb_m, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tablas de vapor sobrecalentado.
- 4.1051. Se tiene refrigerante 134a a 160 °F y 200 psia. Obténgase el volumen específico en ft³/lb_m, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tabla de vapor sobrecalentado.
- 4.1061. Obténgase la presión, en psia, del vapor de agua a 700 °F y 0,491 ft³/lb_m, utilizando (a) la ecuación del gas ideal, (b) el principio de los estados correspondientes, y (c) la tabla de vapor sobrecalentado.
- 4.1071. Un depósito de 300 ft³ contiene dióxido de carbono a 140 °F y 37,9 atm. Estímese la masa del gas en libras, utilizando (a) el modelo de gas ideal, y (b) el diagrama de compresibilidad. Se añade dióxido de carbono hasta que la masa que queda es el doble de la cantidad original, pero la temperatura sigue siendo la misma. Estímese la presión final del depósito, en atm, utilizando (c) el diagrama de compresibilidad, y (d) el modelo de gas ideal.
- 4.108. En un depósito de 10 m³ se tiene dióxido de azufre ($M = 64,06$ kg/kmol) a 51 bar y 180 °C. Se calienta hasta 245 °C. Obténgase (a) la masa del depósito en kilogramos, (b) la presión final en bar, utilizando el diagrama de compresibilidad, y (c) la presión final utilizando el modelo de gas ideal.
- 4.109. La cisterna de un camión está llena de metano (CH₄) a 7,9 MPa y 200 K. Debido a un escaso aislamiento, al cabo del tiempo, el gas se calienta hasta 286 K. Si el depósito tiene un volumen de 10,0 m³, utilizando el diagrama de compresibilidad, estímese (a) la masa dentro de la cisterna en kilogramos, y (b) la presión final de la cisterna en megapascasles.
- 4.110. Se expande isotermamente vapor de agua a 16,0 MPa y 440 °C hasta que se duplica el volumen. Obténgase la presión final en megapascasles, si (a) se aplica la ecuación del gas ideal, (b) se emplea el principio de los estados correspondientes, y (c) se utilizan las tablas del agua.

- 4.111. Se calienta etano (C_2H_6), que inicialmente se encuentra a $63^\circ C$ y $34,2$ bar, a presión constante, hasta que la temperatura alcanza un valor de $124^\circ C$. Estímese la variación de volumen en m^3/kg , si (a) se emplea la ecuación del gas ideal, y (b) se utiliza el principio de los estados correspondientes.
- 4.112. Se comprime isotermamente vapor de agua a $12,0$ MPa y $480^\circ C$ hasta que el volumen inicial se reduce a la mitad. Obténgase la presión final en megapascals, si (a) se aplica la ecuación del gas ideal, (b) se emplea el principio de los estados correspondientes, y (c) se utilizan las tablas del agua.
- 4.113I. Se calienta propano (C_3H_8), que inicialmente se encuentra a $205^\circ F$ y $29,5$ atm, a presión constante, hasta que la temperatura alcanza un valor de $405^\circ F$. Estímese la variación de volumen en ft^3/lb_m , si (a) se emplea la ecuación del gas ideal, y (b) se utiliza el principio de los estados correspondientes.
- 4.114. En un dispositivo cilindro-émbolo se calienta refrigerante 134a a una presión constante de 16 bar, desde $70^\circ C$ hasta $120^\circ C$. Tomando los datos del diagrama de compresibilidad, determínese el trabajo necesario en kJ/kg .
- 4.115. Se calienta vapor de agua a 100 bar y $320^\circ C$ en un depósito rígido hasta que se alcanza una presión de 160 bar. Obténgase la temperatura final en $^\circ C$, utilizando (a) el modelo de gas ideal, (b) el diagrama del factor de compresibilidad, y (c) las tablas del agua.
- 4.116. Se enfría vapor de agua a 180 bar y $520^\circ C$, a volumen constante, hasta una temperatura de $400^\circ C$. Determínese el volumen específico inicial en m^3/kg y la presión final en bar, mediante (a) el diagrama de Z , y (b) las tablas de vapor sobrecalentado.
- 4.117I. En un dispositivo cilindro-émbolo se calienta dióxido de carbono, a una presión constante de 965 psia, desde $90^\circ F$ hasta $365^\circ F$. Obténgase el trabajo asociado al proceso, en Btu/lb_m , utilizando (a) el diagrama de compresibilidad, y (b) el modelo de gas ideal.

SUSTANCIA INCOMPRESIBLE

- 4.118. Un calentador de resistencia eléctrica de $0,7$ kg de masa y capacidad térmica específica $0,74$ $kJ/kg \cdot K$, está sumergido en una masa de aceite de $2,4$ kg y capacidad térmica específica igual a $2,0$ $kJ/kg \cdot K$. Tanto el calentador como el aceite se encuentran inicialmente a $20^\circ C$. Durante 1 minuto atraviesa el calentador una corriente de $2,0$ A proporcionada por una fuente a 220 V. Suponiendo que el equilibrio térmico se alcanza rápidamente, la lectura de un termómetro colocado en el baño de aceite es de $21,74^\circ C$. Calcúlese (a) el calor transferido del calentador al aceite, y (b) el calor transferido del aceite al ambiente, en kilojulios.
- 4.119. En un recipiente aislado se ponen, en 20 kg de agua líquida a 300 K, 10 kg de hielo a 260 K. Las capacidades térmicas específicas medias del hielo y del líquido pueden tomarse iguales a $2,065$ y $4,188$ $kJ/kg \cdot K$, respectivamente, y se sabe que se necesitan $333,5$ kJ para fundir 1 kg de hielo a $0^\circ C$. Calcúlese (a) la masa de hielo que se ha fundido, y (b) la temperatura final en $^\circ C$.
- 4.120. Se sumerge un bloque de cobre de 25 kg a $150^\circ C$ en el interior de un depósito aislado con $0,79$ kg de agua líquida a $20^\circ C$. A medida que el

sistema va alcanzando el equilibrio, va apareciendo vapor de agua por encima del líquido. Si la capacidad térmica específica media del cobre se toma igual a $0,395$ $kJ/kg \cdot K$, determínese la masa en kilogramos de agua evaporada a $100^\circ C$.

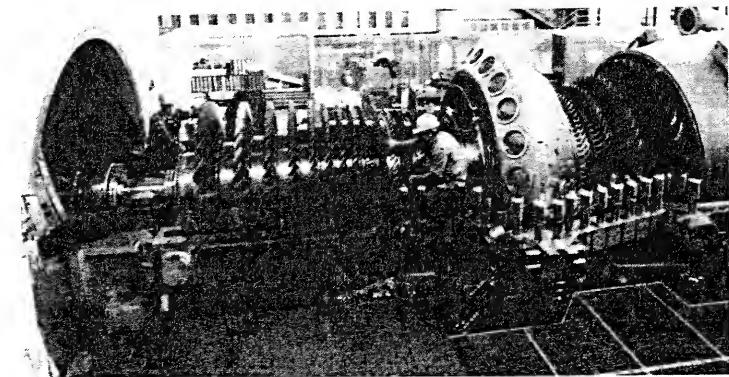
- 4.121. En tres recipientes con agua a $20^\circ C$ se sumergen tres bloques de 25 kg de cobre idénticos, con una temperatura igual $150^\circ C$ y una capacidad térmica específica media de $0,390$ $kJ/kg \cdot K$. Los recipientes contienen (a) 5 , (b) 1 , y (c) $0,1$ kg de agua respectivamente. Si las únicas transferencias de calor son las que tienen lugar entre el cobre y el agua, calcúlese en cada caso la temperatura final en grados Celsius. El valor de c del vapor de agua es $2,0$ $kJ/kg \cdot K$.
- 4.122. Para enfriar unos componentes electrónicos se utiliza una vasija de 10 litros con R-134a líquido a 12 bar y $0^\circ C$. Cada componente se encuentra a una temperatura inicial de $300^\circ C$, tiene una masa de $0,1$ kg y una capacidad térmica específica media de $0,14$ $kJ/kg \cdot K$. Calcúlese el número de componentes que pueden enfriarse hasta $80^\circ C$ sin que la temperatura del R-134a líquido pase de $40^\circ C$. Despréciense las pérdidas de calor al ambiente y la evaporación del R-134a líquido.
- 4.123. Un recipiente rígido de volumen interior igual a $0,03$ m^3 se llena de nitrógeno gaseoso. El recipiente es de acero, con una capacidad térmica específica igual a $0,45$ $kJ/kg \cdot K$ y 6 kg de masa. Se recubre con un aislante de gran calidad que tiene capacidad térmica ($mc \approx 0$) despreciable. Una rueda de paletas de masa despreciable gira a 120 rpm con un par aplicado de $3,15$ $N \cdot m$. La temperatura inicial del gas y del recipiente es $27^\circ C$ y la presión inicial del gas 6 bar. Si la rueda de paletas está funcionando durante 30 minutos, calcúlese (a) los kilogramos de nitrógeno gaseoso, y (b) la temperatura final en $^\circ C$.
- 4.124I. Un recipiente rígido de acero, con una capacidad térmica específica igual a $0,107$ $Btu/lb_m \cdot ^\circ R$, 15 lb_m de masa y volumen interior igual a 1 ft^3 , se llena de nitrógeno gaseoso. Se recubre con un aislante de gran calidad. Una rueda de paletas de masa despreciable gira a 120 rpm con un par aplicado de $2,62$ $ft \cdot lb_f$. La temperatura inicial del gas y del recipiente es $80^\circ F$ y la presión inicial del gas 100 psia. Si la rueda de paletas está funcionando durante 20 minutos, calcúlese (a) las libras de nitrógeno gaseoso, y (b) la temperatura final del gas y la vasija en $^\circ F$.
- 4.125. Se sumerge una masa de 16 kg de cobre en un depósito aislado que contiene agua a $20,0^\circ C$ y 1 bar. La temperatura inicial del cobre es $60^\circ C$ y la temperatura final de equilibrio del cobre y el agua a 1 bar es de $21,24^\circ C$. Estímese el volumen inicial de agua empleado, en metros cúbicos.
- 4.126. Se sumerge una masa desconocida de cobre a $77^\circ C$ en un depósito aislado que contiene $0,2$ m^3 de agua a $30^\circ C$. Si la temperatura final de equilibrio es $32^\circ C$, calcúlese la masa de cobre en kilogramos.
- 4.127. Considérense tres líquidos A, B y C, con capacidades térmicas específicas a presión constante de $2,0$, $4,0$ y $7,0$ $kJ/kg \cdot ^\circ C$, respectivamente. Los tres líquidos ocupan tres compartimentos de un depósito aislado, pero las paredes que los separan son conductoras del calor. Inicialmente, una parte contiene 5 kg de A a $20^\circ C$ y los otros compartimentos contienen 2 kg de B a $60^\circ C$ y 1 kg de C a $100^\circ C$. Calcúlese la temperatura de los tres fluidos en el equilibrio, si el proceso global es a presión constante.

- 4.128. Se pone en contacto una masa de plomo de 2 kg a $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$, con una masa desconocida de aluminio a $0\text{ }^{\circ}\text{C}$. Si la temperatura final de equilibrio de los dos metales es $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$, determínese la masa de aluminio en kilogramos.
- 4.129. En un recipiente de $0,050\text{ m}^3$ lleno de agua a $20\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 1 bar se coloca un calentador de resistencia de 4 kW. Se deja funcionar el calentador durante 20 minutos. Su masa es 2,0 kg y su capacidad térmica específica, $0,75\text{ kJ/kg} \cdot ^{\circ}\text{C}$. Si el recipiente está aislado, determínese la temperatura, en grados Celsius, del agua y del elemento de calefacción en el estado final.
- 4.130. Una rueda de paletas, movida por un motor de 240 W, se emplea para agitar agua líquida en un depósito cerrado y rígido que se mantiene a 1 bar. La temperatura inicial es $20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Determínese el aumento de temperatura del contenido del depósito después de 0,8 h, si la masa de agua es 6 kg y la masa y la capacidad térmica específica de la rueda de paletas son $0,4\text{ kg}$ y $0,96\text{ kJ/kg} \cdot ^{\circ}\text{C}$, respectivamente.
- 4.131. Un depósito de cobre de 18 kg se encuentra inicialmente a $27\text{ }^{\circ}\text{C}$. Se vierten en el depósito 4 kg de agua a $50\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 1 bar. El exterior del depósito se encuentra bien aislado. Determínese (a) la temperatura final de equilibrio en $^{\circ}\text{C}$, y (b) la magnitud y sentido del calor transferido al agua, en kJ.
- 4.132I. En un depósito aislado que contiene agua a $70,0\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 1 atm se sumerge una masa de 30 lb_m de cobre a $150\text{ }^{\circ}\text{F}$. La temperatura final de equilibrio del cobre y del agua es de $72,80\text{ }^{\circ}\text{F}$. Estímese el volumen inicial de agua empleado, en pies cúbicos.
- 4.133I. En un depósito aislado que contiene 4 ft^3 de agua a $90\text{ }^{\circ}\text{F}$ se sumerge un trozo de cobre a $170\text{ }^{\circ}\text{F}$. Si la temperatura final de equilibrio es $91,60\text{ }^{\circ}\text{F}$, calcúlese la masa de cobre en libras.
- 4.134I. Tres líquidos A, B y C, ocupan compartimentos distintos de un depósito con su exterior aislado, pero las paredes que separan los compartimentos conducen el calor. Los líquidos A, B y C tienen unas capacidades térmicas específicas a presión constante de 0,3, 0,5 y $0,8\text{ Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{F}$, respectivamente. Inicialmente, una de las partes contiene 10 lb_m de A a $80\text{ }^{\circ}\text{F}$ y los otros compartimentos contienen 5 lb_m de B a $140\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 2 lb_m de C a $210\text{ }^{\circ}\text{F}$. Si el proceso global tiene lugar a presión constante, calcúlese la temperatura de los tres fluidos en el equilibrio térmico en $^{\circ}\text{F}$.
- 4.135I. Un recipiente de $1,2\text{ ft}^3$ está lleno de agua a $70\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 1 atm. Un calentador por resistencia eléctrica de 1 kW de potencia se conecta a una fuente externa durante 20 minutos. La masa del calentador es de $6,0\text{ lb}_m$ y su capacidad térmica específica es igual a $0,32\text{ Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{F}$. Si el recipiente está aislado, determínese la temperatura del agua y del elemento calefactor en $^{\circ}\text{F}$, en el estado final.
- 4.136I. En un depósito cerrado y rígido mantenido a 1 atm se agita agua líquida mediante una rueda de paletas movida por un motor de 180 W. La temperatura inicial es $60\text{ }^{\circ}\text{F}$. Determínese el aumento de temperatura del contenido del depósito después de 0,8 h, si la masa de agua es 14 lb_m y la masa y la capacidad térmica específica de la rueda de paletas son $0,9\text{ lb}_m$ y $0,24\text{ Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{F}$, respectivamente.

CAPÍTULO

5

ANÁLISIS ENERGÉTICO DE VOLÚMENES DE CONTROL



Primera turbina de gas Siemens «A3-Series» en un ensayo a plena carga en el que se obtienen 170 megavatios a 3.600 rpm (Cortesía de Siemens Power Corporation.)

La primera ley de la Termodinámica, presentada por primera vez en el Capítulo 2, es el resultado de observaciones experimentales realizadas sobre sistemas cerrados. Sin embargo, en un gran número de análisis de ingeniería intervienen *sistemas abiertos* en los que la materia entra y sale de una región del espacio. Ahora se necesita una formulación más general del balance energético con el fin de contabilizar la energía transportada a través de las distintas partes de la frontera del sistema debido a la transferencia de masa, así como todo el calor y el trabajo transferido. El análisis de los procesos de flujo requiere una modificación importante del punto de vista con que se mira el sistema.

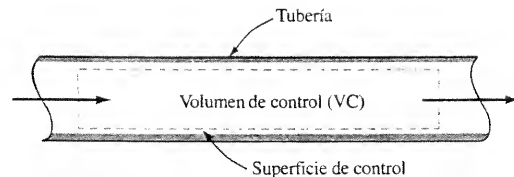


Figura 5.1. Ilustración de la superficie de control de un volumen de control.



Si se tratase de establecer un modelo para el proceso de inflado de un neumático, ¿dónde deberían situarse las fronteras del sistema abierto?

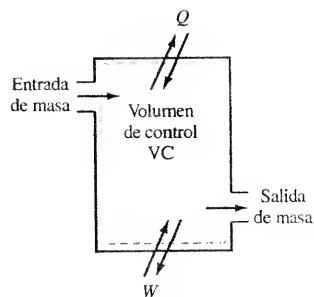


Figura 5.2. Esquema general de un volumen de control con una entrada y una salida.

5.1. INTRODUCCIÓN

El análisis de los procesos de flujo comienza con la selección de un **sistema abierto**, una región del espacio denominada **volumen de control**. La frontera del volumen de control puede constar parcialmente de una barrera bien definida físicamente (como una pared) o puede ser imaginaria parcialmente o en su totalidad. La selección de la frontera o **superficie de control** es el primer paso importante en el análisis de cualquier sistema abierto o cerrado. En la Figura 5.1 se muestra un volumen de control dentro de una tubería de diámetro constante. Una parte de la frontera, precisamente la pared interior de la tubería, está bien definida. Sin embargo, los extremos de la superficie de control por los que entra y sale masa del volumen de control son superficies imaginarias. En el desarrollo inicial se va a fijar el tamaño y la forma del volumen de control, así como su posición relativa al observador.

El balance energético aplicado al volumen de control requiere no sólo medidas del calor o el trabajo transferido, sino también contabilizar la energía transportada a o desde el volumen de control mediante la masa transferida a través de la superficie de control. En la Figura 5.2 se muestra el esquema general del proceso para un volumen de control con una entrada y una salida. Para contabilizar la energía es necesario conocer el estado de la materia según atraviesa la superficie de control. Esto implica que deben verificarse las condiciones de equilibrio en cualquier frontera abierta. Esta condición se cumple cuando las propiedades del fluido varían suavemente a través de la superficie de control. Esta condición suele denominarse **equilibrio local**. (Se parece en cierto modo a las variaciones cuasiestáticas en sistemas cerrados.) Este requisito no impide que las propiedades en una frontera abierta dada varíen con el tiempo, como lo hacen en algunos procesos no estacionarios.

5.2. PRINCIPIO DE CONSERVACIÓN DE LA MASA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

En ausencia de reacciones nucleares, la masa es una propiedad conservativa. Para un volumen de control (VC), el principio de conservación de la masa puede enunciarse con palabras como

$$\left(\text{Variación neta de masa dentro de un VC durante un intervalo de tiempo} \right) = \left(\text{masa total que entra al VC durante un intervalo de tiempo} \right) - \left(\text{masa total que sale del VC durante un intervalo de tiempo} \right)$$

En análisis de ingeniería, la ecuación anterior es más útil cuando se expresa en función de las derivadas temporales:

$$\left(\text{Variación con respecto al tiempo de la masa dentro de un volumen de control en el instante } t \right) = \left(\text{masa que entra al volumen de control por unidad de tiempo en el instante } t \right) - \left(\text{masa que sale del volumen de control por unidad de tiempo en el instante } t \right)$$

Simbólicamente la ecuación anterior se escribe de la forma

$$\frac{dm_{VC}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad [5.1]$$

donde \dot{m} se define como **flujo másico**. El flujo másico representa la rapidez a la que la masa atraviesa una frontera. Los subíndices e y s representan los estados de **entrada** y **salida**. Los sumatorios indican que pueden existir varias entradas y salidas como se muestra en la Figura 5.3. Esta ecuación se denomina **ecuación de conservación de la masa** o **balance másico**.

El flujo volumétrico \dot{V} y el flujo másico \dot{m} pueden expresarse en función de las propiedades locales del fluido en la superficie de control y de la geometría de la superficie de control. La Figura 5.4a muestra un elemento de fluido que se encuentra justo en el exterior de una superficie de área A que pertenece a la superficie de control. La distancia que recorre el elemento fluido en un intervalo de tiempo Δt se muestra como Δx . Por tanto, el volumen del elemento es $A \Delta x$ y el flujo volumétrico es $A \Delta x / \Delta t$. Matemáticamente el valor límite de $\Delta x / \Delta t$ cuando Δt tiende a cero es la velocidad instantánea V_n , donde V_n es el valor *escalar* de la componente de la velocidad normal a la sección A . (Nótese que \mathbf{V} en letra **negrita** se utiliza como símbolo para la velocidad, V en letra *italica* es el volumen y \dot{V} en letra *italica* es el flujo volumétrico.) Así, el **flujo volumétrico** instantáneo \dot{V} en la superficie de control viene dado por

$$\dot{V} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{A \Delta x}{\Delta t} = V_n A \quad [5.2a]$$

cuando la velocidad es uniforme en la sección transversal. Si la velocidad no es uniforme en la superficie de control A abierta al flujo, entonces hay que realizar una integral extendida a la superficie de control según la relación

$$\dot{V} = \int_A V_n dA \quad [5.2b]$$

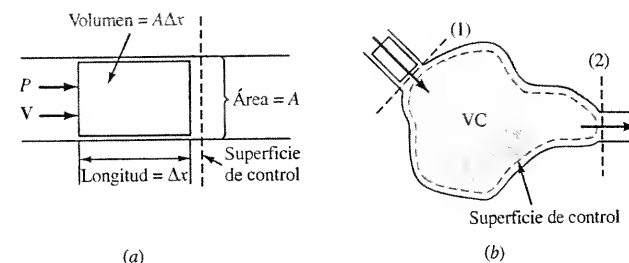


Figura 5.4. Esquema para el desarrollo de la conservación de la masa.

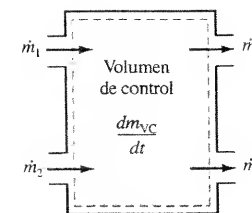


Figura 5.3. Volumen de control que ilustra el principio de conservación de la masa dado por la Ecuación [5.1].

Las unidades físicas típicas del flujo volumétrico son m^3/s en el SI y ft^3/s , ft^3/min o gal/min en el USCS.

El flujo másico en la superficie de control de la Figura 5.4a es el producto del flujo volumétrico por la masa por unidad de volumen, o densidad, ρ . Esto es

$$\dot{m} = \rho \dot{V} \quad [5.3a]$$

cuando la densidad es uniforme en la sección transversal. En general, cuando el flujo no es uniforme en la superficie A , la magnitud $\rho \mathbf{V}$ en el área dA debe integrarse en toda el área A de la superficie de control. En este caso general el flujo másico es

$$\dot{m} = \int_A \rho \mathbf{V}_n dA \quad [5.3b]$$

Si la densidad es uniforme dentro del volumen de control, la masa dentro del volumen de control es

$$m_{vc} = \rho V_{vc} \quad [5.4a]$$

Si la densidad no es uniforme, la masa dentro del volumen diferencial dV del volumen de control es el producto de la densidad por el volumen diferencial. Puesto que la densidad puede variar en el volumen de control, la masa total dentro del volumen de control se calcula en cada instante integrando ρdV . Es decir,

$$m_{vc} = \int_V \rho dV \quad [5.4b]$$

Sustituyendo las Ecuaciones [5.3b] y [5.4b] en la Ecuación [5.1] se obtiene el principio siguiente de conservación de la masa

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = \sum_e \left(\int_A \rho \mathbf{V}_n dA \right)_e - \sum_s \left(\int_A \rho \mathbf{V}_n dA \right)_s \quad [5.5]$$

Esta es la formulación más *general* de la Ecuación [5.1] para múltiples entradas y salidas en función de propiedades y datos geométricos.

5.2.1. HIPÓTESIS IMPORTANTES PARA DEFINIR MODELOS

La resolución de problemas de ingeniería requiere que se desarrolle un modelo que simule las características esenciales del sistema real. Aunque cada problema es único, hay ciertas hipótesis para establecer los modelos que se utilizan con tanta frecuencia que se merecen una atención especial. El primer modelo a considerar es un sistema que funciona en régimen estacionario.

- *Un sistema se dice que está en **régimen estacionario** si las propiedades del sistema son constantes con el tiempo en cualquier posición dentro de y sobre las fronteras del sistema.*

Las propiedades incluyen las intrínsecas, como la temperatura, presión, densidad y la energía interna específica, así como las extrínsecas, como velocidad o altura. Esta hipótesis extremadamente potente y de gran aplicación dice que el comportamiento del sistema es independiente del tiempo. Utilizando la ecuación de



¿Qué habría que suponer de la densidad y de la velocidad en la Ecuación [5.3b] para recuperar la Ecuación [5.3a]?

conservación de la masa, significa que la masa dentro del sistema es constante. Por tanto, la variación temporal de la masa debe ser cero, es decir, $dm_{vc}/dt = 0$. Téngase en cuenta que la cantidad de masa es constante, pero no es la misma. Un segundo modelo considerado con frecuencia es la hipótesis de flujo unidimensional.

- El *flujo se denomina **flujo unidimensional** si las propiedades en la frontera permeable son uniformes en la sección transversal.*

Por tanto, las propiedades varían sólo en la dirección del flujo. Esta condición idealizada es una aproximación al comportamiento real. Por ejemplo, en un conducto la velocidad suele variar desde cero en la pared hasta un valor máximo en el centro de la sección transversal del conducto, como se muestra en la Figura 5.5a. (La forma exacta del perfil de velocidades se determina mediante la mecánica de fluidos.) Así, se toma un único valor de la velocidad, por ejemplo, que se supone que es un valor medio adecuado para esa sección transversal particular, como se muestra para la velocidad en la Figura 5.5b.

La primera condición anterior exige que ρ y \mathbf{V} sean constantes con el tiempo en cualquier área diferencial dA . Si el flujo transversal a una superficie de control se supone que es unidimensional y normal a la superficie de control, la Ecuación [5.3b] para *flujo unidimensional* se reduce a

$$\dot{m} = \rho A \mathbf{V} = \frac{A \mathbf{V}}{v} \quad [5.6]$$

donde \mathbf{V}_n se representa ahora simplemente mediante \mathbf{V} .

5.2.2. APLICACIONES TÍPICAS

Antes de plantear ejemplos numéricos particulares es útil considerar algunas aplicaciones típicas para demostrar cómo se aplican las hipótesis sobre los modelos para simplificar la ecuación de conservación de la masa. El punto de partida para la mayor parte de los problemas será la Ecuación [5.1], la forma derivada temporal de la ecuación de conservación de la masa

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad [5.1]$$

Esta ecuación contiene toda la información de la forma general, (Ec. [5.5]), sin los inconvenientes de las distintas integrales.

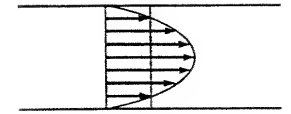
Para demostrar cómo se aplican las distintas hipótesis, considérese un volumen de control con e entradas y s salidas. El número de entradas y salidas, en la práctica, debe determinarse mediante la geometría del volumen de control. A continuación se presentan varios casos, considerándose en cada uno un conjunto diferente de hipótesis para definir el modelo.

Caso I: Aplicación de la hipótesis de régimen estacionario. Si un sistema funciona en régimen estacionario, entonces la masa dentro del sistema es constante y $dm_{vc}/dt = 0$. Así, la ecuación de conservación de la masa anterior se transforma en

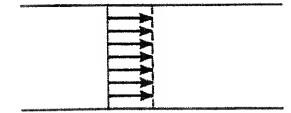
$$0 = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad [5.7a]$$

Reordenando el resultado anterior se obtiene

$$\sum_e \dot{m}_e = \sum_s \dot{m}_s \quad [5.7b]$$



(a) Perfil real



(b) Perfil medio

Figura 5.5. Perfil de velocidades en un canal para (a) flujo real, y (b) modelo de flujo unidimensional.



Téngase en cuenta la diferencia entre régimen estacionario y flujo unidimensional.

Por tanto, la suma de los flujos másicos que entran a un volumen de control en régimen estacionario debe ser igual a la suma de los flujos másicos que salen de él.

Caso II: Aplicación de la hipótesis de flujo unidimensional. Cuando los flujos son unidimensionales, entonces la densidad (o volumen específico) y la velocidad son uniformes en cada sección transversal y $\dot{m} = \rho AV = AV/v$. La ley de conservación de la masa es entonces

$$\begin{aligned} \frac{dm_{vc}}{dt} &= \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s = \sum_e (\rho AV)_e - \sum_s (\rho AV)_s = \\ &= \sum_e \left(\frac{AV}{v} \right)_e - \sum_s \left(\frac{AV}{v} \right)_s \end{aligned} \quad [5.8]$$

Caso III: Aplicación de las hipótesis de régimen estacionario y flujo unidimensional. Bajo estas dos hipótesis, la ecuación de conservación de la masa se reduce a

$$\sum_e (\rho VA)_e = \sum_s (\rho VA)_s = \sum_e \left(\frac{AV}{v} \right)_e = \sum_s \left(\frac{AV}{v} \right)_s \quad [5.9]$$

Esta forma de la ecuación de conservación de la masa suele denominarse *ecuación de continuidad de flujo* o simplemente *ecuación de continuidad* para flujo en régimen estacionario.

Para flujo unidimensional, el flujo volumétrico \dot{V} dado por la Ecuación [5.2a] resulta, junto con la Ecuación [5.7]

$$\dot{V} = VA = \frac{\dot{m}}{\rho} = \dot{m}v \quad [5.10]$$

Por tanto, existe una relación directa entre \dot{m} y \dot{V} . En análisis de ingeniería se mencionan con frecuencia flujos volumétricos en lugar de flujos másicos. Sin embargo, adviértase que los flujos volumétricos que entran y salen de un volumen de control en régimen estacionario generalmente son distintos, a menos que la densidad sea constante. A continuación se muestran unos ejemplos de utilización del principio de conservación de la masa.

EJEMPLO 5.1

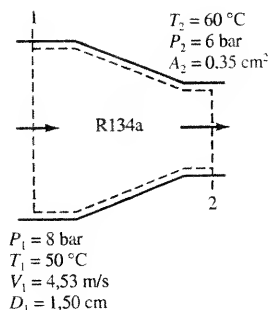


Figura 5.6. Esquema y datos del Ejemplo 5.1.

En un conducto convergente entra en régimen estacionario refrigerante 134a a 8 bar y 50°C a través de un conducto de 1,50 cm de diámetro interno a una velocidad de 4,53 m/s. Sale del dispositivo a través de un conducto de $0,35\text{ cm}^2$ de área a 6 bar y 60°C . Determine (a) el flujo másico en kg/min, y (b) la velocidad de salida en m/s.

Solución

Datos. Por un conducto circula refrigerante 134a. En la Figura 5.6 se muestra un esquema del proceso con los datos de entrada apropiados.

Incógnitas. (a) \dot{m} , en kg/min, y (b) V_2 , en m/s.

Modelo. Régimen estacionario, flujo unidimensional.

Metodología. Aplicar la ecuación de conservación de la masa.

Análisis. La línea discontinua de la Figura 5.6 señala la frontera del sistema. Para este sistema la ecuación de conservación de la masa en su forma de derivada temporal, Ecuación [5.1], puede escribirse como

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

En régimen estacionario, $dm_{vc}/dt = 0$ y, por tanto, $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$. Téngase en cuenta que en régimen estacionario no se acumula masa dentro del volumen de control. Además, el régimen estacionario exige también que los flujos másicos sean independientes del tiempo. Suponiendo flujo unidimensional, se sabe que $\dot{m} = \rho AV_n = AV/v$. Si la superficie de control es normal a la dirección del flujo a través de la frontera, como en este problema, entonces la velocidad normal V_n es igual a la velocidad del fluido V y $\dot{m} = AV/v$. Con estas restricciones la ecuación de conservación de la masa se reduce a

$$\dot{m}_1 = \frac{A_1 V_1}{v_1} = \frac{A_2 V_2}{v_2} = \dot{m}_2$$

(a) La ecuación para \dot{m} desarrollada anteriormente en función del volumen específico es $\dot{m} = A_1 V_1 / v_1$. La velocidad es dato, pero es necesario calcular el volumen específico y el área. A 8 bar, en la Tabla A.17 se lee que la temperatura de saturación es $31,33^\circ\text{C}$. Por tanto, a 50°C el fluido es vapor sobrecalentado. En la Tabla A.18 se encuentra que a 8 bar y 50°C el volumen específico es $0,02846\text{ m}^3/\text{kg}$. El área de la sección transversal de entrada del conducto es

$$A_1 = \frac{\pi D_1^2}{4} = \frac{\pi (1,5)^2}{4} = 1,77\text{ cm}^2 = 1,77 \times 10^{-4}\text{ m}^2$$

Al sustituir los datos en la ecuación de \dot{m} se obtiene

$$\dot{m} = \frac{A_1 V_1}{v_1} = \frac{1,77 \times 10^{-4}\text{ m}^2 \times 4,53\text{ m/s}}{0,02846\text{ m}^3/\text{kg}} = 0,0282\text{ kg/s} = 1,69\text{ kg/min}$$

(b) La velocidad de salida se obtiene mediante la relación $V_2 = \dot{m}_2 v_2 / A_2$. A 6 bar la temperatura de saturación es $21,58^\circ\text{C}$. Por tanto, el estado de salida a 60°C es también vapor sobrecalentado. El volumen específico en este estado se obtiene de la Tabla A.18 y es $0,04134\text{ m}^3/\text{kg}$. Sustituyendo los datos en la Ecuación [5.6] se obtiene

$$V_2 = \frac{\dot{m} v_2}{A_2} = \frac{0,0282\text{ kg/s} \times 0,04134\text{ m}^3/\text{kg}}{0,35\text{ cm}^2} \times \frac{10^4\text{ cm}^2}{\text{m}^2} = 33,3\text{ m/s}$$

Un método alternativo consistiría en utilizar $\dot{m} = V_1 A_1 / v_1 = V_2 A_2 / v_2$. Esto llevaría a

$$V_2 = \frac{V_1 A_1 v_2}{A_2 v_1} = \frac{4,53(1,77)(0,04134)}{0,35(0,02846)} \frac{\text{m}}{\text{s}} = 33,3\text{ m/s}$$

Comentario. En corrientes de gases en procesos comerciales es bastante común encontrar velocidades entre 4 y 40 m/s (10 y 100 ft/s).

En una manguera de goma de 1,50 cm de diámetro entran 10 L/min de agua líquida a 20°C y 1,5 bar. Calcúlese (a) la velocidad de entrada del fluido en m/s, y (b) el flujo másico en kg/min.

Solución

Datos. Por una manguera de sección constante circula agua, como se ilustra en la Figura 5.7.

Incógnitas. (a) la velocidad de entrada en m/s, y (b) \dot{m} en kg/min.

Modelo. Flujo unidimensional.

Metodología. La velocidad se calcula mediante el flujo volumétrico y el área. El flujo másico se calcula a partir del flujo volumétrico y del volumen específico en el estado dado.

Análisis. El sistema considerado se muestra mediante la línea discontinua de la Figura 5.7.

EJEMPLO 5.2

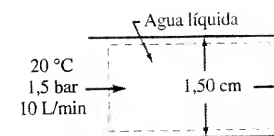


Figura 5.7. Esquema y datos del Ejemplo 5.2.

(a) La velocidad se calcula mediante la ecuación $\dot{V} = VA$, que relaciona la velocidad con el flujo volumétrico para el flujo unidimensional. El área de un tubo de 1,50 cm se ha calculado en el ejemplo anterior y es 1,77 cm². Por tanto

$$V = \frac{\text{flujo volumétrico}}{\text{área}} = \frac{\dot{V}}{A} = \frac{10 \text{ L/min}}{1,77 \text{ cm}^2} \times \frac{10^3 \text{ cm}^3}{1 \text{ L}} \times \frac{1 \text{ min}}{60 \text{ s}} = 94,2 \text{ cm/s} = 0,942 \text{ m/s}$$

(b) El flujo másico puede calcularse utilizando $\dot{m} = \dot{V}/v$. El único valor adicional que se necesita es el volumen específico del fluido. De la Tabla A.12 se obtiene que la presión de saturación del agua a 20 °C es 0,023 bar. Puesto que la presión real es 1,5 bar, el agua es un líquido ligeramente comprimido. El volumen específico del fluido puede aproximarse mediante el valor del líquido saturado a la temperatura dada. En la Tabla A.12 se encuentra que vale $1,002 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$. El resultado que se obtiene para el flujo másico es

$$\dot{m} = \frac{\dot{V}}{v} = \frac{10 \text{ L/min}}{1,002 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}} \times \frac{\text{m}^3}{10^3 \text{ L}} = 9,89 \text{ kg/min}$$

Comentario. Si el fluido se considera incompresible, la velocidad y el flujo volumétrico permanecen constantes mientras lo sea el área.

Téngase en cuenta que aunque la velocidad del líquido en el Ejemplo 5.2 es mucho menor que la velocidad del gas hallada en el Ejemplo 5.1 para la misma área de flujo, el flujo másico de líquido es mucho mayor debido a su mayor densidad. Los valores comunes de velocidades en aplicaciones de flujo de líquidos por conductos están comprendidos entre 0,2 y 3 m/s (o 1 y 10 ft/s).

5.3. PRINCIPIO DE CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

Para desarrollar el principio de conservación de la energía para un volumen de control existen diversos métodos. La técnica general consiste en extender la ecuación de la energía para sistemas cerrados (masas de control) presentada en el Capítulo 2 a sistemas abiertos (volúmenes de control). Como resultado, se constatará que los balances energéticos para sistemas cerrados y abiertos tienen un origen común, la primera ley de la termodinámica presentada en el Apartado 2.2.

Para demostrar esta base común, se realizará el seguimiento de una masa de control según pasa a través de un volumen de control (VC) durante un intervalo de tiempo Δt . Se supone que el volumen de control tiene forma y tamaño fijos. Durante el siguiente desarrollo véase la Figura 5.8. En el instante t la masa de control ocupa la región del volumen de control señalada con VC y la pequeña región situada en el exterior de la entrada e indicada mediante el símbolo A. La región A se elige de modo que después de un período Δt toda la masa que inicialmente estaba en la región A entre en el volumen de control. Sin embargo, en este mismo período de tiempo parte de la masa de control que inicialmente estaba dentro del volumen de control ha pasado a la región B que queda justo fuera de la sección de salida s . En el período Δt el principio de conservación de la energía para la masa de control (mc) referido al tiempo viene dado por

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} \quad [2.28]$$

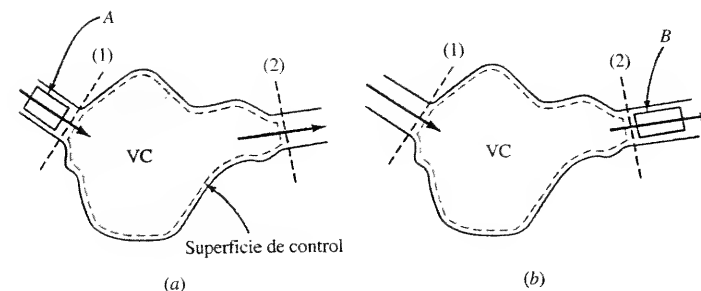


Figura 5.8. Desarrollo del principio de conservación de la energía para un volumen de control. (a) Masa de control en el instante t , (b) masa de control en el instante $t + dt$.

Esta es la ecuación que se pretende transformar en otra que tenga como base el volumen de control. Sin embargo, de momento, la ecuación no contiene los términos que contabilizan la transferencia de energía debida a transferencia de masa a través de las superficies de control permeables. Para realizar esta transformación, se observa que la energía asociada con la masa de control en el instante t viene dada por

$$E_{mc,t} = E_{vc,t} + E_A$$

Análogamente, en el instante $t + \Delta t$ se encuentra que

$$E_{mc,t+\Delta t} = E_{vc,t+\Delta t} + E_B$$

En consecuencia, la variación de energía de la *masa de control* durante el tiempo Δt es

$$E_{mc,t+\Delta t} - E_{mc,t} = E_{vc,t+\Delta t} - E_{vc,t} + E_B - E_A \quad [a]$$

Ahora es necesario expresar E_A y E_B en función de las magnitudes locales en la superficie de control.

La energía E_A asociada a la masa de la región A es igual a la masa m_A de la región multiplicada por la energía específica e_A . Así, $E_A = m_A e_A$. Para la región B se tiene una ecuación análoga. Al sustituir estas relaciones para E_A y E_B en la Ecuación [a] se obtiene

$$E_{mc,t+\Delta t} - E_{mc,t} = E_{vc,t+\Delta t} - E_{vc,t} + m_B e_B - m_A e_A \quad [b]$$

Dividiendo esta ecuación por Δt se obtiene su forma de derivada temporal. Después se toma el límite para $\Delta t \rightarrow 0$. Recuerdese de cálculo diferencial que

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Y(t + \Delta t) - Y(t)}{\Delta t} \equiv \frac{dY}{dt} \quad [c]$$

donde Y en este caso es la propiedad E y dY/dt es la variación temporal de E , es decir, dE/dt . También

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{Z}{\Delta t} \equiv \dot{Z} \quad [d]$$



¿Qué hechos físicos podrían limitar el intervalo de velocidades en un equipo comercial?

donde \dot{Z} es el flujo instantáneo de Z que atraviesa la superficie de control. Téngase en cuenta también que cuando $\Delta t \rightarrow 0$, las regiones A y B se hacen diferenciales. Por tanto, las propiedades de las regiones A y B son las mismas que las de la superficie de control en e y s respectivamente. Así, en el límite $\Delta t \rightarrow 0$, la Ecuación [b] es

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \frac{dE_{vc}}{dt} + \dot{m}_s e_s - \dot{m}_e e_e \quad [e]$$

Sustituyendo la Ecuación [e] en la Ecuación [2.17] se obtiene

$$\dot{Q} + \dot{W} = \frac{dE_{vc}}{dt} + \dot{m}_s e_s - \dot{m}_e e_e \quad [f]$$

donde, de nuevo, los subíndices e y s representan las condiciones de entrada y salida respectivamente.

Reordenando la Ecuación [f] anterior, se obtiene

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q}_{vc} + \dot{W}_{vc} + \dot{m}_s e_s - \dot{m}_e e_e \quad [g]$$

donde el subíndice vc se añade para recalcar que el flujo de calor y la potencia se suman en toda la superficie del volumen de control. Expresado con palabras

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación de energía respecto} \\ \text{al tiempo dentro del volumen} \\ \text{de control} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{flujo neto de energía} \\ \text{que atraviesa la frontera} \\ \text{como calor y trabajo} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{flujo total de energía} \\ \text{que entra con la masa} \\ \text{en el VC} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{flujo total de} \\ \text{energía que sale} \\ \text{con la masa del VC} \end{array} \right)$$

Esto muestra claramente que la ecuación de conservación de la energía es un balance entre la variación temporal de energía en el volumen de control y la rapidez a la que se transporta energía por diversos mecanismos.

Si la ecuación anterior se limita a sustancias simples compresibles, entonces la energía e incluye la energía interna u , la energía cinética lineal $V^2/2$, y la energía potencial gravitatoria gz de la corriente fluida. En este caso

$$e = u + \frac{V^2}{2} + gz$$

Utilizando esta relación en la Ecuación [f] se llega a

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q}_{vc} + \dot{W}_{vc} + \dot{m}_e \left(u + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \dot{m}_s \left(u + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s \quad [5.11]$$

Esta es la ecuación general en forma de variación temporal para un volumen de control con una entrada y una salida y flujo unidimensional. Para aplicaciones posteriores es necesario determinar qué términos energéticos se incluyen en el término de transferencia de trabajo.

5.3.1. INTERACCIONES TRABAJO PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

Recuérdese que el término de trabajo en el balance energético de un sistema cerrado, $Q + W = \Delta E$, representa formas diferentes de trabajo. Se incluye el trabajo de compresión/expansión, así como el trabajo de una resistencia eléctrica y de rueda de paletas (en eje). Análogamente, en la Ecuación [5.11] el término de potencia \dot{W}_{vc} representa varias interacciones trabajo posibles. En este punto resulta útil distinguir entre interacciones trabajo en las fronteras permeables a la materia y en las que no lo son: $\dot{W}_{vc} = \dot{W}_{\text{impermeable}} + \dot{W}_{\text{permeable}}$. El trabajo o la potencia en las fronteras impermeables se ha estudiado ampliamente en el Capítulo 2. Cualquier interacción que pueda tener lugar en un sistema cerrado se califica como trabajo en una frontera impermeable, como se muestra en la Figura 5.9. La relación fundamental para trabajo asociado a una frontera permeable se desarrolla a continuación.

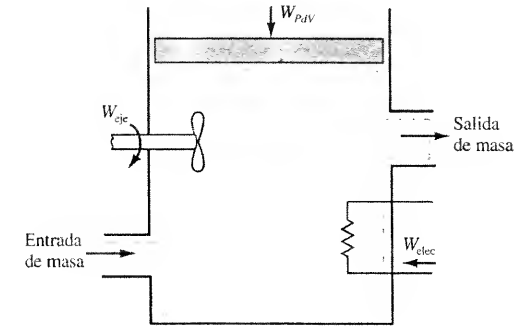


Figura 5.9. Volumen de control con trabajo de expansión/compresión, así como trabajo en eje y trabajo eléctrico.

Cuando la masa entra o sale del volumen de control se necesita un trabajo que empuje el fluido hacia dentro o hacia fuera del sistema. Este término de trabajo en la frontera permeable se denomina **trabajo de flujo**. En la Figura 5.10 una masa m de la región A se encuentra inicialmente justo en el exterior del volumen de control. Recuérdese del Apartado 2.1 que la transferencia de energía por unidad de tiempo como trabajo puede hallarse como el producto de una fuerza normal por la velocidad. La fuerza normal ejercida sobre la superficie de control de área A es simplemente la presión por el área, o PA . Por tanto, el trabajo de flujo por unidad de tiempo \dot{W}_{flujo} , la potencia de flujo, en el volumen de control, en cualquier frontera abierta a la transferencia de masa es

$$\dot{W}_{\text{permeable}} = PAV$$

Conviene transformar esta expresión recordando de la Ecuación [5.10] que $AV = \dot{m}v$. Entonces

$$\dot{W}_{\text{permeable}} = \dot{m}(Pv)$$

Para deducir las expresiones anteriores se ha supuesto flujo unidimensional. En el balance energético, para cada parte de la superficie de control en la que entre o salga masa debe existir una expresión de este tipo. El término \dot{W}_{vc} de la ecuación

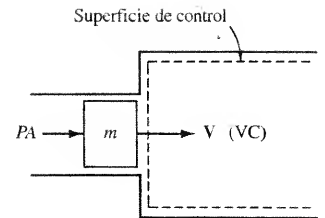


Figura 5.10. Ilustración del trabajo de flujo en una superficie de control.



Nótese la existencia del trabajo de flujo en cualquier posición de la superficie de control en la que existe transferencia de masa.

de la energía para un volumen de control con una entrada y una salida (Ec. [5.11]) puede escribirse como

$$\begin{aligned}\dot{W} &= \dot{W}_{\text{impermeable}} + \dot{W}_{\text{permeable}} = \\ &= \dot{W}_{\text{impermeable}} + \dot{m}_e(Pv)_e - \dot{m}_s(Pv)_s\end{aligned}\quad [5.12]$$

La Ecuación [5.12] resume los términos de trabajo asociados con un volumen de control.

5.3.2. LA ECUACIÓN DE LA ENERGÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

Sustituyendo la Ecuación [5.12] en la Ecuación [5.11] y reagrupando se obtiene

$$\begin{aligned}\frac{dE_{vc}}{dt} &= \dot{Q} + \dot{W}_{\text{impermeable}} + \dot{m}_e\left(u + Pv + \frac{V^2}{2} + gz\right)_e - \\ &- \dot{m}_s\left(u + Pv + \frac{V^2}{2} + gz\right)_s\end{aligned}\quad [5.13]$$

En este momento se observa una razón importante para introducir la función entalpía h . En cada superficie de control en la que existe transferencia de masa, se asocia la suma de la energía interna y el trabajo de flujo, $u + Pv$, con cada unidad de masa que atraviesa la frontera. Así, la Ecuación [5.13] puede escribirse de forma más concisa como

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}_{\text{impermeable}} + \dot{m}_e\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_e - \dot{m}_s\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_s\quad [5.14]$$

Resulta entonces muy conveniente utilizar la función entalpía en los análisis energéticos de volúmenes de control. En algunas aplicaciones de ingeniería pueden existir varias entradas y salidas de masa. En estas situaciones, la Ecuación [5.14] tiene la forma

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_e - \sum_s \dot{m}_s\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_s\quad [5.15]$$

donde el subíndice «impermeable» se ha eliminado del término de trabajo y \dot{W} representa ahora *todos* los modos de trabajo que se realizan en las fronteras impermeables. Uno de los más importantes para un volumen de control es la potencia en eje \dot{W}_{eje} presente en el funcionamiento de una turbina, compresor, bomba o ventilador. También puede ser necesario considerar la potencia eléctrica \dot{W}_{elec} , asociada con una corriente que circula por una resistencia, en el diseño de hornos eléctricos. La Ecuación [5.15] representa **el principio general de conservación de la energía** para un volumen de control con múltiples entradas y salidas y flujo unidimensional. Así, la variación temporal de energía en el volumen de control, dE_{vc}/dt , depende del flujo de calor y de la potencia en eje, así como de la energía asociada con la masa que entra o sale del volumen de control.

Las dos últimas ecuaciones están restringidas a la condición de flujo unidimensional en las fronteras. La formulación más general que tiene en cuenta la

variación de propiedades locales en las fronteras y dentro del volumen de control es

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \int_V \rho e dV &= \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \left[\int_A \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right) \rho V_n dA \right]_e - \\ &- \sum_s \left[\int_A \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right) \rho V_n dA \right]_s\end{aligned}\quad [5.16]$$

donde \dot{W} representa de nuevo el trabajo en las fronteras impermeables. Este balance energético general es equivalente a la Ecuación [5.5] de conservación de la masa para un volumen de control.

5.4. ECUACIONES DE LA ENERGÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Como se discutió anteriormente para la conservación de la masa, el balance energético general debe aplicarse a cada problema estableciéndose las hipótesis para el modelo que reflejen las características importantes del sistema físico. El punto de partida para la aplicación de las ecuaciones de la energía y de la masa será el uso de las Ecuaciones [5.1] y [5.15]:

$$\begin{aligned}\frac{dm_{vc}}{dt} &= \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \\ \frac{dE_{vc}}{dt} &= \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_e - \sum_s \dot{m}_s\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_s\end{aligned}$$

Estas ecuaciones son válidas sólo para sistemas con flujo unidimensional.

Muchos sistemas de flujo prácticos funcionan en régimen estacionario. Utilizando como base la definición de régimen estacionario, **la energía total de un volumen de control en régimen estacionario permanece constante con el tiempo**. Esto requiere que $dE_{vc}/dt = 0$. Como resultado, la Ecuación [5.15] anterior se reduce en **régimen estacionario** a la siguiente expresión:

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_e - \sum_s \dot{m}_s\left(h + \frac{V^2}{2} + gz\right)_s\quad [5.17]$$

Recuérdese que en la Ecuación [5.17] los flujos másicos \dot{m} en cada frontera abierta no tienen por qué ser iguales. Sin embargo, sus valores están relacionados, ya que al tener en cuenta que $dm/dt = 0$ en régimen estacionario, la Ecuación [5.1] se reduce a

$$0 = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s\quad [5.7a]$$

El análisis de sistemas de flujo estacionarios suele requerir el uso de los dos principios, de conservación de la energía y de conservación de la masa.

Existen numerosas aplicaciones del principio de conservación de la energía en régimen estacionario en las que sólo hay una entrada (posición 1) y una salida

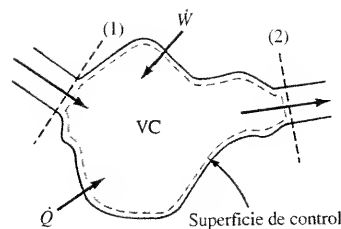


Figura 5.11. Volumen de control con una entrada y una salida y transferencias de calor y trabajo.

(posición 2) como se muestra en la Figura 5.11. En estas condiciones, las Ecuaciones [5.7a] y [5.17] se reducen a

$$0 = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_1 - \dot{m}_2 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_2 \quad [5.18]$$

En condiciones estacionarias con una entrada y una salida, la ecuación de conservación de la masa establece que $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$. Puesto que los flujos másicos son iguales, en algunas ocasiones suele ser conveniente simplificar la Ecuación [5.18] y reagrupar para obtener

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{m} \left[(h_2 - h_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \right] \quad [5.19]$$

Recuérdese que las magnitudes del segundo miembro de las Ecuaciones [5.17] a [5.19] se evalúan en las posiciones 1 o 2 de la superficie de control por las que la masa atraviesa la frontera.

En algunas aplicaciones conviene establecer el principio de conservación de la energía por unidad de masa, en volúmenes de control que tienen una *única entrada y salida*. Dividiendo la Ecuación [5.18] por \dot{m} se obtiene la forma buscada, es decir

$$0 = q + w + \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_1 - \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_2 \quad [5.20]$$

donde $\dot{Q} \equiv \dot{m}q$ y $\dot{W} \equiv \dot{m}w$ [5.21]

Estas últimas ecuaciones para \dot{Q} y \dot{W} son útiles para transformar datos referidos al tiempo en datos por unidad de masa y viceversa. Agrupando términos, el balance energético por unidad de masa suele escribirse como

$$q + w = (h_2 - h_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \quad [5.22]$$

donde 1 y 2 representan de nuevo los estados de entrada y salida respectivamente. Las Ecuaciones [5.17] a [5.22] son expresiones energéticas importantes para un volumen de control en régimen estacionario.

Además de la hipótesis de régimen estacionario, existen otros dos modelos que pueden aplicarse al balance energético. La primera de ellas es la hipótesis de *adiabaticidad*. Puede aplicarse al sistema entero o sólo a una parte determinada de la frontera. La otra hipótesis, aplicable sólo a las ecuaciones de la energía, consiste en decidir si se *desprecian los efectos de las energías cinética y potencial gravitatoria*. No quiere decir que no haya variaciones de altura o que las velocidades sean cero, sino sólo que sus efectos son despreciables. Como se verá posteriormente, los valores relativos de estos términos justifican la hipótesis.

Puesto que los sistemas abiertos son muy comunes en la práctica de la ingeniería, es necesario familiarizarse con el uso de los dos principios de conservación presentados en este apartado: el de la masa y el de la energía. En el Apartado 5.6 se presentan muchos ejemplos para mostrar el uso de estas ecuaciones. Además, estos ejemplos dan una idea de los órdenes de magnitud de diversos términos, del manejo de unidades y de la importancia relativa de los distintos términos del balance energético cuando se aplica a distintos dispositivos. Estos problemas requieren también hacer uso de las relaciones entre propiedades. Para ello se cuenta de nuevo con la información de los capítulos precedentes.



Recuérdese que \dot{W} y w en las ecuaciones para régimen estacionario representan todas las formas de trabajo que no es de flujo, como trabajo en eje o trabajo eléctrico.

5.5. COMENTARIOS SOBRE LAS TÉCNICAS DE RESOLUCIÓN DE PROBLEMAS

Los pasos principales que hay que realizar cuando se resuelven problemas de termodinámica se presentaron en el Apartado 1.7. Se repasan a continuación.

1. Hacer un esquema del sistema e indicar el volumen de control seleccionado.
2. Enumerar las idealizaciones o hipótesis.
3. Reconocer algún camino específico para el proceso.
4. Dibujar el (los) diagrama(s) adecuado(s) para el proceso.
5. Escribir el balance energético adecuado para el sistema elegido.
6. Determinar qué interacciones energéticas son importantes.
7. Obtener los datos físicos adecuados para la sustancia estudiada.
8. Comprobar las unidades en cada término de cada ecuación utilizada.

Los dos primeros pasos de la lista tienen mucha importancia. El primer paso sugiere dibujar el sistema analizado. En el esquema deberían indicarse todos los datos relevantes y los términos de transferencia de energía coherentes con la frontera seleccionada para el sistema. El esquema ayuda al ingeniero a abordar el problema de una manera directa y coherente. Una ayuda igualmente importante para resolver el problema es el diagrama del proceso, que indica la posición de los estados inicial y final y el camino del proceso en las coordenadas relevantes.

Antes de proceder con el análisis de algunos dispositivos específicos en régimen estacionario es importante analizar el valor relativo de los términos de energía cinética y potencial.

5.5.1. ENERGÍA CINÉTICA TRASLACIONAL

La energía cinética lineal de una unidad de masa es $V^2/2$. Puesto que en el SI es costumbre evaluar los términos de energía en J/g y kJ/kg y la velocidad se suele expresar en m/s, entonces

$$e_c = \frac{V^2}{2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{\text{kJ}}{10^3 \text{ N} \cdot \text{m}} = \frac{V^2}{2.000} \frac{\text{kJ/kg}}{(\text{m/s})^2}$$

En unidades USCS la velocidad se expresa en ft/s y la energía en Btu/lb_m. Así

$$e_c = \frac{V^2}{2} \times \frac{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2}{32,2 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}} \times \frac{\text{Btu}}{778 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f} \approx \frac{V^2}{50.000} \frac{\text{Btu/lb}_m}{(\text{ft/s})^2}$$

En muchas aplicaciones de ingeniería, los valores de los términos energéticos valen por lo menos 2 kJ/kg (o 1 Btu/lb_m) y más frecuentemente para una corriente de gases están en el intervalo de 20 a 200 kJ/kg (o 10 a 100 Btu/lb_m).

En las ecuaciones en régimen estacionario, lo que es importante es la *diferencia* de los cuadrados de las velocidades. Cuando ambas V_1 y V_2 son relativamente pequeñas, entonces un gran ΔV lleva a un valor muy bajo de Δe_c . Sin embargo, si ambas V_1 y V_2 son muy grandes, el mismo ΔV anterior lleva a un valor de Δe_c mucho mayor. Esto se ilustra mediante los datos en el SI de la Tabla 5.1. Así, cuando las velocidades son relativamente bajas (menores que 100 m/s), la variación de energía cinética será muy pequeña independientemente de la variación real de velocidad. Sin embargo, para velocidades mayores que unos 100 m/s, razonablemente pequeñas variaciones de velocidad pueden llevar a variaciones muy grandes de la energía cinética.



Adviértase, mediante la Tabla 5.1, que el valor de la variación de energía cinética para un valor dado de variación de velocidad aumenta rápidamente según aumenta el valor de las velocidades.

Tabla 5.1. Comparación de valores de Δe_c para un valor constante de ΔV

ΔV , m/s	V_1 , m/s	V_2 , m/s	Δe_c , kJ/kg
15	75	60	1,0
15	150	135	2,1
15	250	235	3,6
50	75	25	2,5
50	175	125	7,5
50	250	200	11,3

5.5.2. ENERGÍA POTENCIAL GRAVITATORIA

La energía potencial gravitatoria e_p de una unidad de masa relativa a la superficie de la tierra es gz . El valor de g en la superficie de la tierra es de unos $9,8 \text{ m/s}^2$ en unidades del SI. Para una variación de energía potencial de 1 kJ/kg , la variación de altura necesaria es

$$\Delta z = \frac{\Delta e_p}{g} = 1 \text{ kJ/kg} \times \frac{\text{s}^2}{9,8 \text{ m}} \times \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}}{\text{N} \cdot \text{s}^2} \times \frac{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}}{\text{kJ}} = 102 \text{ m}$$

Para 10 kJ/kg la altura necesaria es obviamente 1.020 m . En unidades USCS el valor de g en la superficie de la tierra es de unos $32,2 \text{ ft/s}^2$. Para una variación de energía potencial de 1 Btu/lb_m , la variación de altura necesaria es

$$\Delta z = \frac{\Delta e_p}{g} = 1 \text{ Btu/lb}_m \times \frac{\text{s}^2}{32,2 \text{ ft}} \times \frac{32,2 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}}{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2} \times \frac{778 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f}{1 \text{ Btu}} = 778 \text{ ft}$$

Puesto que las corrientes de gases en muchos procesos industriales raramente experimentan cambios de altura de esta magnitud, la energía potencial gravitatoria suele ser despreciable. Sin embargo, hay que tener cuidado a la hora de despreciar este término cuando se bombean líquidos variando moderadamente su altura. Aunque Δe_p puede ser pequeña, en la circulación de líquidos los demás términos energéticos pueden ser igualmente pequeños.

EJEMPLO 5.3

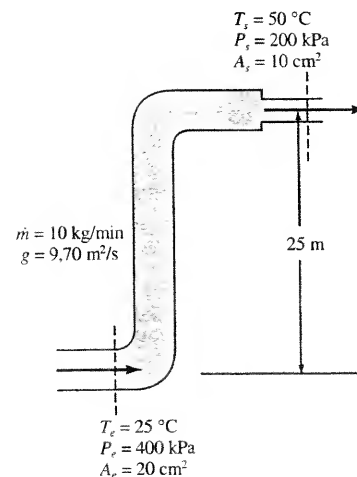
Un fluido entra en un conducto de 20 cm^2 de área de entrada a 400 kPa y 25°C . El área de salida es de 5 cm^2 y el estado a la salida es 200 kPa y 50°C . La salida se encuentra 25 m por encima de la entrada y $g = 9,70 \text{ m/s}^2$. Determinense las variaciones de energía cinética y potencial y la variación de entalpía, en kJ/kg , si la corriente de fluido está compuesta por (a) 10 kg/min de aire, y (b) 100 kg/min de agua.

Solución

Datos. Por un conducto circula aire o bien agua como se muestra en la Figura 5.12.

Incógnitas. Δe_c , Δe_p , Δh en kJ/kg para (a) aire, y (b) agua.

Modelo. Temperatura constante, flujo unidimensional, (a) gas ideal, y (b) líquido incompresible.

**Figura 5.12.** Esquema y datos del Ejemplo 5.3.

Metodología. Los estados, los flujos másicos y las áreas son conocidos. Calcular las velocidades a partir de la ecuación de continuidad y la variación de entalpía utilizando los modelos adecuados para las sustancias.

Análisis. Las variaciones de energía cinética y potencial vienen dadas por $\Delta e_c = (V_2^2 - V_1^2)/2$ y $\Delta e_p = g(z_2 - z_1)$. Las velocidades se hallan a partir de la ecuación del flujo másico $\dot{V} = \dot{m}/A$.

(a) El volumen específico del aire se calcula a partir de la ecuación del gas ideal, $v = RT/P$. En las condiciones de entrada y salida

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{8,314}{29} \times \frac{\text{kPa} \cdot \text{m}^3}{\text{kg} \cdot \text{K}} \times \frac{298 \text{ K}}{400 \text{ kPa}} = 0,214 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$v_2 = \left(\frac{8,314}{29} \times \frac{298}{200} \right) \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = 0,427 \text{ m}^3/\text{kg}$$

Por tanto

$$V_1 = \frac{\dot{m}v_1}{A_1} = \frac{10 \text{ kg/min} \times 0,214 \text{ m}^3/\text{kg}}{20 \text{ cm}^2} \times \frac{10^4 \text{ cm}^2}{\text{m}^2} \times \frac{\text{min}}{60 \text{ s}} = 17,8 \text{ m/s}$$

$$V_2 = \left[\frac{10(0,427)}{10} \times \frac{10^4}{60} \right] \frac{\text{m}}{\text{s}} = 71 \text{ m/s}$$

Como resultado

$$\Delta e_c = \left[\frac{(71)^2 - (17,8)^2}{2} \right] \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{10^3 \text{ N} \cdot \text{m}} = 2,36 \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta e_p = 9,70(25) \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{10^3 \text{ N} \cdot \text{m}} = 0,24 \text{ kJ/kg}$$

La variación de entalpía de un gas ideal es $\Delta h = c_p \Delta T$. Utilizando los datos de c_p para el aire de la Tabla A.3,

$$\Delta h = c_p \Delta T = 1,006(25) \text{ kJ/kg} = 25,2 \text{ kJ/kg}$$

(b) Para el agua líquida, de la Tabla A.12, $v \approx v_f$ a $25^\circ\text{C} = 1,003 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$. Así

$$V_1 = \frac{\dot{m}v_1}{A_1} = \frac{100 \text{ kg/min} \times 1,003 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}}{20 \text{ cm}^2} \times \frac{10^4 \text{ cm}^2}{\text{m}^2} \times \frac{\text{min}}{60 \text{ s}} = 0,836 \text{ m/s}$$

$$V_2 = \left(\frac{100 \times 1,003 \times 10^{-3}}{10} \times \frac{10^4}{60} \right) \frac{\text{m}}{\text{s}} = 1,67 \text{ m/s}$$

Por tanto,

$$\Delta e_c = \left[\frac{(1,67)^2 - (0,836)^2}{2} \right] \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{10^3 \text{ N} \cdot \text{m}} = 1,05 \times 10^{-3} \text{ kJ/kg}$$

$$\Delta e_p = 9,70(25) \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{10^3 \text{ N} \cdot \text{m}} = 0,24 \text{ kJ/kg}$$

La variación de entalpía basada en los datos de líquido saturado de la Tabla A.12 es

$$\Delta h = h_{f,2} - h_{f,1} = (209,33 - 104,89) \text{ kJ/kg} = 104,4 \text{ kJ/kg}$$

Comentario. Cuando las velocidades de los líquidos y gases son razonablemente bajas, las variaciones de energía cinética y potencial suelen ser pequeñas en relación con las variaciones de entalpía debidas a variaciones moderadas de temperatura.

5.6. APLICACIONES DE INGENIERÍA EN LAS QUE APARECEN VOLÚMENES DE CONTROL EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

En este apartado se estudian diversos tipos de equipos específicos en los que el análisis energético tiene gran importancia. Los ejemplos ilustran el uso de las distintas formas de las ecuaciones de conservación de la energía y conservación de la masa para volúmenes de control en régimen estacionario.

5.6.1. TOBERAS Y DIFUSORES

En muchos procesos en régimen estacionario es necesario aumentar, o bien, disminuir la velocidad de una corriente. Un dispositivo que incrementa la velocidad (y, por tanto, la energía cinética) de un fluido a expensas de una caída de presión en la dirección de la corriente se denomina **tobera**. Un **difusor** es un dispositivo para aumentar la presión de una corriente a expensas de una disminución de velocidad. Estas condiciones de definición son aplicables tanto a flujos subsónicos como supersónicos. En la Figura 5.13 se muestra un conjunto de esquemas de las formas generales de tobera y difusor en condiciones de flujo subsónico y supersónico, mientras que el conducto es convergente para flujo subsónico, en el difusor se tienen las condiciones contrarias. Una consecuencia de extrema importancia en el diseño de cohetes es que debe utilizarse una tobera convergente-divergente si el fluido se acelera de velocidades subsónicas a supersónicas. Habitualmente se utilizan toberas como accesorio de las mangueras de jardín o de incendios.

El diseño y las condiciones de funcionamiento de las toberas y difusores son los siguientes:

1. No hay trabajo en eje, puesto que ambos dispositivos son meramente conductos.

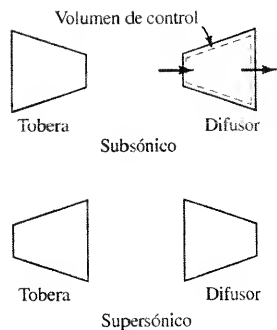


Figura 5.13. Formas generales para toberas y difusores para corriente subsónica y supersónica.

2. La variación de energía potencial es despreciable, ya que el fluido experimenta una variación de altura pequeña o nula.
3. En muchos casos el calor por unidad de masa puede ser pequeño comparado con la variación de energía cinética y entalpía. En algunos puede aislarse el conducto deliberadamente. Incluso sin aislante, la velocidad del fluido puede ser tan alta que no hay tiempo suficiente para que el calor transferido sea significativo. También el área de la superficie del conducto suele ser relativamente pequeña para una transferencia de calor efectiva. Así, en muchas aplicaciones, la hipótesis de proceso adiabático es una buena aproximación para toberas y difusores.

Por tanto, en ausencia de una transferencia de calor al fluido apreciable, la variación de energía cinética en cada dispositivo se debe a dos efectos, que son la variación de energía interna del fluido y la variación en el trabajo de flujo durante el proceso. El valor de la variación de energía interna será mayor que el valor del trabajo de flujo (desplazamiento). La ecuación de continuidad puede ser útil debido a la naturaleza de área variable que tienen las toberas y difusores.



Considérense las formas de energía que cambian su valor debido a las variaciones de energía cinética en toberas y difusores.

EJEMPLO 5.4

En un difusor subsónico entra vapor de agua a una presión de 0,7 bar, una temperatura de 160°C y una velocidad de 180 m/s. La entrada al difusor tiene 100 cm^2 . Durante su paso por el difusor la velocidad del fluido se reduce hasta 60 m/s, la presión aumenta hasta 1,0 bar y el calor transferido al ambiente es de 0,6 kJ/kg. Determínese (a) la temperatura final, (b) el flujo másico en kg/s, y (c) el área de salida en cm^2 .

Solución

Datos. Un difusor subsónico. En la Figura 5.14 se muestra un esquema con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) T_2 en kelvin, (b) \dot{m} en kg/s, y (c) A_2 en cm^2 .

Modelo. Estacionario, flujo subsónico; w_{eje} y Δe_p son cero.

Metodología. Se conocen el estado inicial y las velocidades de entrada y salida. Utilizar el balance energético para determinar el estado de salida y, por tanto, la temperatura. Calcular después el flujo másico y el área de salida del principio de conservación de la masa.

Análisis. La frontera del sistema es la línea discontinua de la Figura 5.14.

(a) La temperatura final es función de la presión final, que es 1 bar, y de otra propiedad. La ecuación de continuidad es insuficiente en este momento, ya que no se conocen A_2 y v_2 . La única ecuación disponible es el balance energético general (Ec. [5.15]). Es

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

En la hipótesis de régimen estacionario, $dE/dt = 0$. Además, \dot{W} y Δe_p se suponen cero. Por tanto, para una entrada y una salida la ecuación de la energía se reduce a

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_1 \left(h + \frac{V_1^2}{2} \right)_1 - \dot{m}_2 \left(h + \frac{V_2^2}{2} \right)_2$$

En la ecuación de conservación de la masa $dm/dt = \dot{m}_1 - \dot{m}_2 = 0$ en régimen estacionario. Así, $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. Puesto que se conoce el flujo másico, es apropiado expresar la ecuación de conservación de la energía por unidad de masa. Dividiendo la ecuación de la energía anterior por \dot{m} , teniendo en cuenta que $\dot{Q} = \dot{m}q$ y reordenando resulta

$$q = h_2 - h_1 + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2}$$

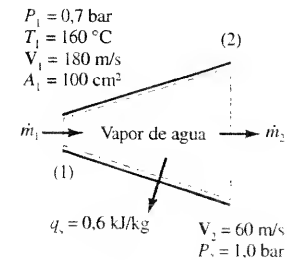


Figura 5.14. Esquema y datos del Ejemplo 5.4.

Puede observarse que se dispone de suficiente información para evaluar todos los términos excepto h_2 . De la Tabla A.14 para vapor a 7 bar y 160 °C, $h_1 = 2.798,2$ kJ/kg. Al sustituir los valores se obtiene

$$-0,6 \text{ kJ/kg} = (h_2 - 2.798,2) \text{ kJ/kg} + \frac{(60)^2 - (180)^2}{2(1.000)} \text{ kJ/kg}$$

$$h_2 = (2.798,2 - 0,6 + 14,4) \text{ kJ/kg} = 2.812,0 \text{ kJ/kg}$$

El conocimiento de P_2 y h_2 determina el valor de todas las demás propiedades, tales como la temperatura T_2 . En la Tabla A.13 se encuentra que la entalpía del vapor saturado a 1 bar es 2.675,5 kJ/kg. Puesto que $h_2 = 2.812,0$ kJ/kg, el estado final se encuentra en la región de vapor sobrecalentado. De los datos de 1 bar de la Tabla A.14, el valor calculado de h_2 mediante interpolación lineal corresponde a una temperatura de 168 °C.

(b) El flujo másico se obtiene de la ecuación de continuidad (Ec. [5.6]). En la Tabla A.14 el valor de v a 0,7 bar y 160 °C es 2,841 m³/kg. Así, considerando flujo unidimensional

$$\dot{m} = \frac{V_1 A_1}{v_1} = \frac{180 \text{ m/s} \times 100 \text{ cm}^2}{2,841 \text{ m}^3/\text{kg}} \times \frac{\text{m}^2}{10^4 \text{ cm}^2} = 0,634 \text{ kg/s}$$

(c) El área de salida se calcula también utilizando la ecuación de continuidad. Una forma adecuada es la Ecuación [5.9], es decir, $V_1 A_1 / v_1 = V_2 A_2 / v_2$. En la Tabla A.14 de vapor sobrecalentado, interpolando se obtiene que el valor de v_2 a 1,0 bar y 168 °C es de unos 2,022 m³/kg. Así, mediante la ecuación de continuidad el área final es

$$A_2 = A_1 \frac{V_1 v_2}{V_2 v_1} = 100 \text{ cm}^2 \times \frac{180}{60} \times \frac{2,022}{2,841} = 214 \text{ cm}^2$$

El área final puede hallarse también mediante la ecuación de continuidad en la forma $A_2 = \dot{m} v_2 / V_2$, utilizando el valor de \dot{m} calculado en la parte b.

La Figura 5.15 ilustra el proceso en un diagrama Pv , que no está a escala.

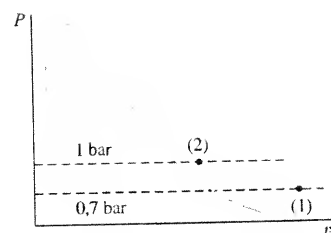


Figura 5.15. Camino del proceso del Ejemplo 5.4 en un diagrama Pv .

5.6.2. TURBINAS, COMPRESORES Y VENTILADORES

Una **turbina** es un dispositivo en el que el fluido (un gas o un líquido) realiza trabajo sobre un álabe unido a un eje rotatorio. Como resultado, el dispositivo produce un trabajo en eje que puede utilizarse para algún propósito. Por ejemplo, en plantas de potencia de vapor, gas e hidroeléctricas, la turbina mueve un generador eléctrico. Los **compresores** son dispositivos en los que sobre el fluido se realiza trabajo procedente de una fuente externa, lo que supone un aumento importante de la presión del fluido y posiblemente un aumento importante de la temperatura. Un **ventilador** es un dispositivo que aumenta ligeramente la presión del gas; su objetivo principal es mover el fluido de un sitio a otro. En la Figura 5.16 se muestran los esquemas de una turbina axial y un compresor centrífugo. En la Fotografía 5.1 puede verse un ventilador centrífugo.

El diseño y los modelos de funcionamiento de turbinas, compresores y ventiladores son los siguientes:

1. La variación de energía potencial suele ser despreciable.
2. La inclusión de la transferencia de calor depende del modo de funcionamiento. Si el dispositivo no está aislado, el calor ganado o perdido por el fluido depende de si (1) existen diferencias de temperatura grandes entre el fluido y su entorno, (2) la velocidad del fluido es baja, y (3) el área de la superficie es grande. En turbomáquinas rotatorias (axiales o centrífugas), las velocidades pueden ser bastante altas y el calor transferido es pequeño comparado con el trabajo en eje. En dispositivos alternativos,

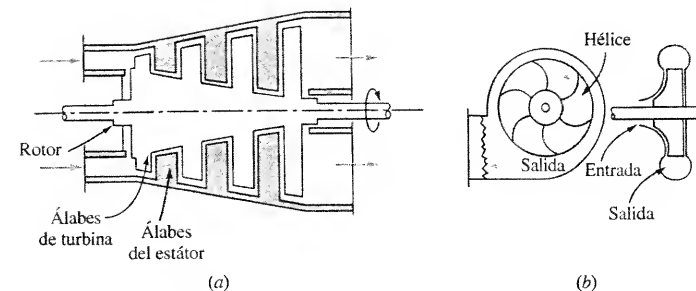


Figura 5.16. Esquema de (a) una turbina axial, y (b) un compresor centrífugo.

los efectos de la transferencia de calor pueden ser relativamente grandes. La experiencia y las determinaciones experimentales permiten al ingeniero estimar la importancia relativa de la transferencia de calor.

3. En estos dispositivos, la variación de energía cinética suele ser bastante pequeña, puesto que las velocidades a la entrada y a la salida habitualmente son menores de 100 m/s (330 ft/s). Por supuesto, hay excepciones. En una turbina de vapor, la velocidad de salida puede ser bastante alta, debido al gran volumen específico que tiene el fluido a la baja presión que existe en la salida. Utilizando como base la ecuación de continuidad, las velocidades pueden mantenerse bajas utilizando áreas de flujo grandes. Sin embargo, no parece una elección muy práctica.

La variación de entalpía en la dirección del flujo es un factor importante en el flujo estacionario en cualquiera de estos dispositivos. En general, la entalpía disminuye en una turbina y aumenta en un compresor.



Considérese si el flujo volumétrico aumenta o disminuye desde la entrada hasta la salida en una turbina.

Se comprime aire en régimen estacionario desde 1 bar y 290 K hasta 5 bar y 450 K. La potencia suministrada al aire en condiciones estacionarias es 5 kW y durante el proceso se pierde un calor de 5 kJ/kg. Si son despreciables las variaciones de energía cinética y energía potencial, determínese el flujo másico en kg/min.

Solución

Datos. En la Figura 5.17 se muestra un compresor de aire con los datos adecuados.

Incógnitas. Flujo másico en kg/min.

Modelo. Régimen estacionario; gas ideal; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Metodología. Se conocen los estados inicial y final, la potencia y el calor transferido. Por tanto, la única incógnita en el balance energético en su forma de variación temporal es el flujo másico.

Análisis. El volumen de control que interesa se indica mediante la línea discontinua de la Figura 5.17. El flujo másico, que es la incógnita, aparece en las ecuaciones de conservación de la masa y de conservación de la energía. Sin embargo, como no se dispone de información sobre el área, no puede utilizarse la definición de flujo másico. Las ecuaciones de la masa y de la energía son

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_1 - \dot{m}_2 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_2$$

EJEMPLO 5.5

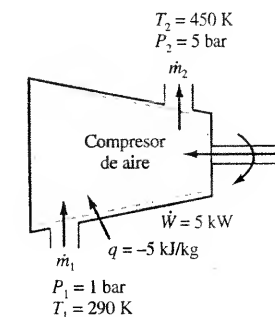
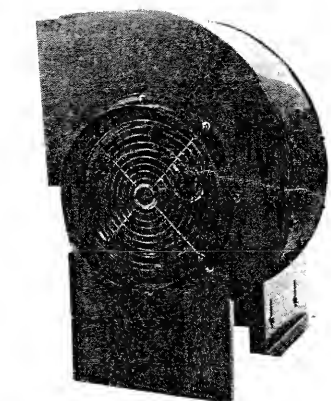


Figura 5.17. Esquema y datos del Ejemplo 5.5.



Fotografía 5.1. Los ventiladores centrífugos se utilizan a menudo en aplicaciones de aire acondicionado y ventilación. (Cortesía de The Trane Company.)

En régimen estacionario $dm/dt = 0$ y $dE/dt = 0$. Resulta $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ y la ecuación de conservación de la energía puede escribirse como

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{m} \left[(h_2 - h_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \right]$$

Puesto que pueden despreciarse las variaciones de energía cinética y potencial, esta ecuación se reduce a

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{m}(h_2 - h_1)$$

Utilizando como base la Ecuación [5.22], \dot{Q} se evalúa de la relación $\dot{Q} = \dot{m}q$, siendo $q = -5$ kJ/kg. Como se conocen las temperaturas de entrada y de salida, en la Tabla A.5 pueden leerse las entalpías del aire como gas ideal a 290 y 450 K como 290,2 y 451,8 kJ/kg respectivamente. Sustituyendo los valores conocidos en la ecuación de la energía anterior resulta

$$\dot{m}(-5 \text{ kJ/kg}) + 5 \text{ kW} = \dot{m} \times (451,8 - 290,2) \text{ kJ/kg}$$

donde cada término referido al tiempo está en kilovatios y \dot{m} en kg/s. Así, el flujo másico es

$$\dot{m} = \frac{5 \text{ kW}}{(161,6 + 5) \text{ kJ/kg}} = 0,030 \text{ kg/s} = 1,80 \text{ kg/min}$$

Comentario. Adviértase que en este ejemplo q es sólo un 3 por 100 de la variación de la entalpía.

EJEMPLO 5.6

Una turbina de vapor de agua funciona entre unas condiciones de entrada de 30 bar, 400 °C, 160 m/s y una salida correspondiente a vapor saturado a 0,7 bar y una velocidad de 100 m/s. El flujo másico es 1.200 kg/min, y la potencia de salida es 10.800 kW. Determinénse la magnitud y el sentido del calor transferido en kJ/min, si la variación de energía potencial es despreciable.

Solución

Datos. Una turbina de vapor de agua funciona en régimen estacionario. En la Figura 5.18 se muestra un esquema del equipo con los datos apropiados. El volumen de control de interés se muestra mediante la línea discontinua de la figura.

Incógnitas. \dot{Q} en kJ/min.

Modelo. Régimen estacionario; despreciar Δe_p .

Metodología. Se conocen los estados inicial y final y la potencia. Por tanto, la única incógnita en la ecuación de la energía en su forma de variación temporal es el flujo de calor.

Análisis. Las ecuaciones básicas son

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_1 - \dot{m}_2 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_2$$

Si se supone régimen estacionario, entonces $dm/dt = 0$ y $dE/dt = 0$. Así, en un volumen de control con una entrada y una salida $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$ y la ecuación de conservación de la energía resulta

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} = \dot{m} \left[(h_1 - h_2) + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2} \right]$$

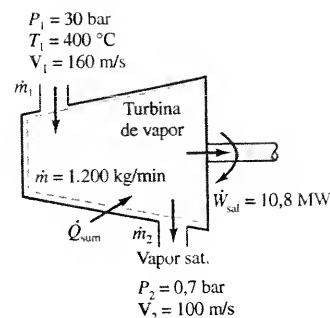


Figura 5.18. Esquema y datos del Ejemplo 5.6.

donde se ha despreciado el término de energía potencial. Para completar la solución numérica se necesitan los datos de las entalpías. Puesto que la temperatura de saturación a 30 bar es 233,9 °C, el estado inicial de 400 °C es vapor sobrecalentado. De la Tabla A.14 de vapor sobrecalentado $h_1 = 3.230,9$ kJ/kg. El estado final es vapor saturado. Por tanto, en la Tabla A.13 de saturación, en presiones, se encuentra que a 0,7 bar $h_2 = h_g = 2.660$ kJ/kg. El flujo másico de 1.200 kg/min es equivalente a 20 kg/s y la potencia de salida es 10.800 kJ/s. En consecuencia, el balance energético resulta

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= -\dot{W} + \dot{m} \left[(h_2 - h_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} \right] = \\ &= -\left(\frac{-10.800 \text{ kJ}}{\text{s}} \right) + \frac{20 \text{ kg}}{\text{s}} \times \left[(2.660 - 3.230,9) + \frac{100^2 - 160^2}{2(1.000)} \right] \text{ kJ/kg} = \\ &= [10.800 + 20(-570,9 - 7,8)] \text{ kJ/s} = -460 \text{ kJ/s} = -27.600 \text{ kJ/min} \end{aligned}$$

En la Figura 5.19 se muestra el proceso en un diagrama Pv .

Comentario. Nótese que el calor se transfiere desde la turbina (puesto que el vapor está mucho más caliente que el entorno) y representa sólo el 4 por 100 de la interacción trabajo. También la variación de energía cinética es sólo el 1,4 por 100 de la variación de entalpía.

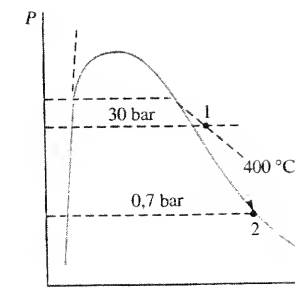


Figura 5.19. El proceso del Ejemplo 5.6 representado en un diagrama Pv .

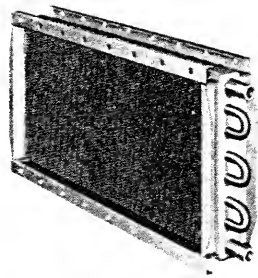
5.6.3. CAMBIADORES DE CALOR

Uno de los dispositivos estacionarios más importantes de interés en ingeniería es el cambiador de calor. Estos dispositivos se utilizan con dos objetivos: (1) se utilizan para extraer (o añadir) energía de (a) una región del espacio, o (2) se usan para cambiar deliberadamente el estado termodinámico de un fluido. El radiador de un coche es un ejemplo de cambiador de calor utilizado para extraer calor. Las turbinas de gas modernas y los generadores eléctricos se suelen refrigerar internamente y el proceso de transferencia de calor afecta notablemente a su rendimiento. En plantas de potencia de vapor, los cambiadores de calor se utilizan para extraer calor de los gases calientes de combustión y posteriormente aumentar la temperatura y la entalpía del vapor en el ciclo de potencia. El fluido de alta entalpía se expande después, obteniéndose una gran potencia. En la industria química, los cambiadores de calor tienen gran importancia al utilizarse para mantener o alcanzar ciertos estados termodinámicos cuando se llevan a cabo procesos químicos. Son numerosas las aplicaciones modernas de los cambiadores de calor.

Una de las principales aplicaciones de los *cambiadores de calor* es el intercambio de energía entre dos fluidos en movimiento. Las variaciones de energía cinética y potencial suelen ser despreciables en las dos corrientes y no existen interacciones trabajo. La caída de presión en un cambiador de calor suele ser pequeña, así que, como primera aproximación, la hipótesis de presión constante es bastante buena. En la Figura 5.20a se muestra un cambiador de calor de tubos concéntricos. El fluido A circula por el tubo interior y un segundo fluido B circula por el espacio anular que queda entre los tubos. En este dispositivo se pueden realizar dos tipos de análisis, según dónde se seleccionen las fronteras del sistema. En el primer caso la superficie de control se sitúa alrededor de todo el equipo, como se indica mediante la línea discontinua de la Figura 5.20a. Puesto que el objetivo del cambiador de calor es intercambiar calor entre dos fluidos, la superficie exterior suele estar fuertemente aislada. Así, el calor intercambiado con el exterior del dispositivo suele despreciarse cuando se considera esta frontera para el sistema. En el segundo caso, algunas veces es conveniente situar una frontera alrededor de uno de los dos fluidos. En la Figura 5.20b se muestra, en este último caso, la frontera del sistema para el fluido A. En este caso, el término de transfe-



Nótese que $q_A = -q_B$ o $\dot{Q}_A = -\dot{Q}_B$ en el cambiador de calor de la Figura 5.21a.



Fotografía 5.2. Un serpentín de agua caliente es un cambiador de calor que se utiliza para calentar aire que se mueve en un conducto. (Cortesía de The Trane Company.)

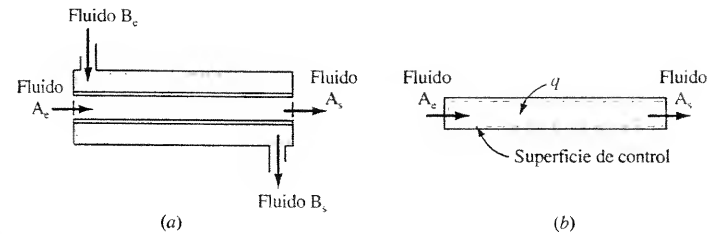


Figura 5.20. Dos superficies de control diferentes para un cambiador de calor de tubos concéntricos.

rencia de calor interviene en el análisis energético del fluido. Sin embargo, se demuestra fácilmente que los flujos de calor asociados a cada fluido son de igual magnitud, pero de signos opuestos cuando el calor transferido por el dispositivo global es cero. Los equipos denominados calderas, evaporadores y condensadores son aplicaciones especiales del diseño de los cambiadores de calor. Como sugieren sus nombres, en este tipo de equipos uno de los fluidos cambia de fase. Uno de los cambiadores de calor líquido-líquido más comunes es el cambiador de calor de carcasa y tubos. En la Fotografía 5.2 se muestra un ejemplo de un serpentín de agua caliente que es un ejemplo de cambiador de calor líquido-gas.

EJEMPLO 5.7

Un pequeño reactor nuclear se refrigera haciendo pasar sodio líquido a través de él. El sodio líquido sale del reactor a 2 bar y 400 °C. Se enfría hasta 320 °C al pasar por un cambiador de calor antes de regresar al reactor. En el cambiador de calor se transfiere calor desde el sodio hacia el agua, que entra al cambiador a 100 bar y 49 °C y sale a la misma presión como vapor saturado. El flujo másico de sodio es 10.000 kg/h, su calor específico es constante y vale 1,25 kJ/kg · °C y la caída de presión es despreciable. Determinése (a) el flujo másico en kg/h de agua evaporada en el cambiador de calor, y (b) el flujo de calor transferido entre los dos fluidos en kJ/h. Despréciense las variaciones de energía cinética y potencial.

Solución

Datos. Un cambiador de calor utiliza sodio líquido y agua. En la Figura 5.21 se muestra el equipo y los datos de entrada.

Incógnitas. (a) $\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}$, kg/h, y (b) \dot{Q} , kJ/h.

Modelo. Régimen estacionario; el sodio es incompresible; $\dot{W} = 0$; $\Delta e_c = 0$; $\Delta e_p = 0$.

Metodología. Se conocen los estados inicial y final de los dos fluidos, así como el flujo másico de sodio. Por tanto, la única incógnita del balance energético para todo el cambiador de calor es el flujo másico de agua.

Análisis. (a) El flujo másico puede determinarse a partir del balance energético aplicado al cambiador de calor completo. En la Figura 5.21 se indica, mediante la línea discontinua exterior, cuál es el volumen de control en este caso. Se comienza con la ecuación general de la energía (Ec. [5.15]), es decir,

$$\frac{dE_{\text{vc}}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

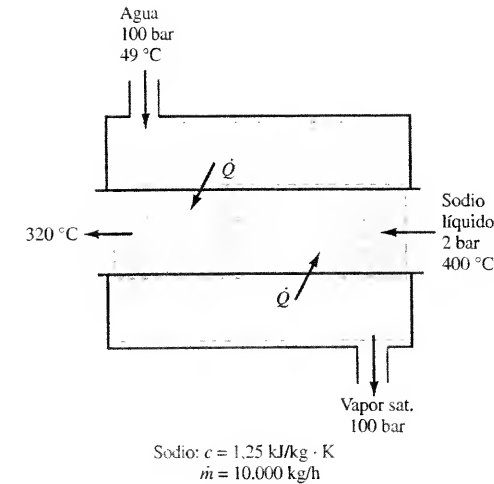


Figura 5.21. Esquema y datos del cambiador de calor del Ejemplo 5.7.

En régimen estacionario $dE/dt = 0$; por tanto

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

Se supone que es despreciable el calor que el dispositivo cede al exterior. Además, el trabajo en eje es cero y las variaciones de energía cinética y potencial se consideran despreciables. Bajo estos supuestos la ecuación anterior se reduce a

$$\sum_s \dot{m}_s h_s = \sum_e \dot{m}_e h_e$$

Para el cambiador de calor sodio-agua estudiado, la ecuación anterior puede escribirse como

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}(h_s - h_e)_{\text{H}_2\text{O}} = \dot{m}_{\text{Na}}(h_e - h_s)_{\text{Na}} = \dot{m}_{\text{Na}}c_{\text{Na}}(T_e - T_s)_{\text{Na}}$$

donde se ha supuesto que el sodio es incompresible, de modo que $\Delta h_{\text{Na}} = \Delta h_{\text{inc}} = c \Delta T + v \Delta P$, y ΔP para el sodio se supone despreciable. La corriente de agua a la entrada es líquido comprimido. Mediante la Tabla A.15 se determina que su entalpía es 176,38 kJ/kg. En la Tabla A.13 se lee la entalpía del vapor saturado a la salida a 100 bar, que es 2.724,7 kJ/kg. Al sustituir estos valores y los del sodio líquido en la ecuación anterior se obtiene

$$\dot{m}_{\text{H}_2\text{O}}(2.724,7 - 176,4) \text{ kJ/kg} = 10.000(1,25)(400 - 320) \text{ kJ/h}$$

$$\text{o} \quad \dot{m}_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{10.000(1,25)(80) \text{ kJ/h}}{2.548,3 \text{ kJ/kg}} = 392 \text{ kg/h}$$

(b) El calor transferido por el sodio al agua se calcula aplicando el balance energético a cualquiera de las corrientes, al sodio o al agua. El balance energético en régimen estacionario aplicado a una de las corrientes puede escribirse de la forma

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{m} \left[(h_s - h_e) + \frac{V_s^2 - V_e^2}{2} + g(z_s - z_e) \right]$$

Para cualquiera de las corrientes se verifica de nuevo que $\dot{W} = 0$ y se suponen despreciables las variaciones de energía cinética y potencial. Nótese, sin embargo, que se transfiere calor de o a cada fluido. Por tanto, la ecuación anterior resulta

$$\dot{Q} = \dot{m}(h_s - h_e)$$

Utilizando la corriente de sodio para calcular el flujo de calor se obtiene que

$$\dot{Q} = [\dot{m}c(T_s - T_e)]_{Na} = 10.000(1,25)(-80) \text{ kJ/h} = -1,0 \times 10^6 \text{ kJ/h}$$

Este es el flujo de calor transferido al sodio. Por tanto, el sodio pierde (y el agua gana) $1 \times 10^6 \text{ kJ/h}$ en forma de calor.

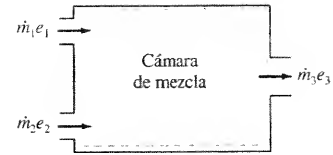


Figura 5.22. Esquema y datos de una cámara de mezcla.



Adviértase que es condición necesaria para un proceso de mezcla en régimen estacionario que la energía de las corrientes de entrada sea igual a la energía de la corriente de salida.

EJEMPLO 5.8

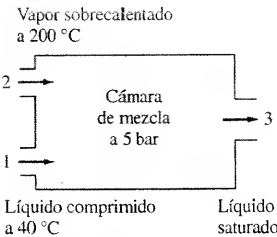


Figura 5.23. Esquema y datos del proceso de mezcla del Ejemplo 5.8.

5.6.4. PROCESOS DE MEZCLA

Otra clase importante de equipo, incorrectamente clasificado como cambiador de calor, se utiliza para la **mezcla directa** de varias corrientes. La corriente mezclada resultante deja el dispositivo como una única salida, como se muestra en la Figura 5.22 para dos corrientes de entrada. En los conductos de aire acondicionado se encuentran con frecuencia este tipo de sistemas. En las plantas de potencia, estos sistemas se denominan *calentadores abiertos del agua de alimentación*. Otro ejemplo común es la mezcla de corrientes de agua caliente y fría en las válvulas de mezcla de grifos o duchas. Las idealizaciones para los procesos de mezcla son análogas a las de los cambiadores de calor. El calor transferido desde la región de mezclado suele ser despreciable debido al aislamiento exterior y $\dot{W}_{eje} = 0$. Además son despreciables las variaciones de energía cinética y potencial. Por tanto, el balance energético en régimen estacionario se reduce a una suma de términos $\dot{m}h$ para las diversas entradas y salidas. Análogamente, la ecuación de conservación de la masa es una suma de términos \dot{m} para las entradas y salidas.

En una planta de potencia el calentador abierto del agua de alimentación funciona a 5 bar. Durante el ciclo de vapor se sangra vapor sobrecalentado de la turbina que entra al calentador a 200 °C y 5 bar. Al cambiador de calor entra agua como líquido comprimido a 40 °C y 5 bar procedente de una bomba. Determínese, por kilogramo de vapor sangrado de la turbina por unidad de tiempo, cuántos kilogramos de líquido comprimido entran por unidad de tiempo si la corriente de salida es líquido saturado a la presión del calentador.

Solución

Datos. Las dos entradas de agua a un calentador abierto son líquido comprimido (estado 1) y vapor sobrecalentado (estado 2), y la corriente de salida es líquido saturado (estado 3). En la Figura 5.23 se muestra un esquema de la instalación con los datos de entrada y el volumen de control indicado mediante la línea discontinua.

Incógnitas. \dot{m}_1/\dot{m}_2 .

Modelo. $\dot{Q} = \dot{W} = 0$; se desprecian las variaciones de energía cinética y potencial.

Metodología. Se conocen los estados de entrada y de salida. Por tanto, en las ecuaciones de conservación de la energía y de conservación de la masa en sus formas de variación temporal, las únicas incógnitas son los tres flujos másicos. Esto permite calcular los cocientes entre los flujos másicos, pero no sus valores reales.

Análisis. El balance energético general es

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

En régimen estacionario $dE/dt = 0$. Además, si la región de mezclado es adiabática, $\dot{W} = 0$ y las variaciones de energía cinética y potencial de la corriente son despreciables, entonces el balance energético general al cambiador de calor completo es

$$0 = \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_3 h_3 \quad \text{o} \quad \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3$$

Además, el balance másico general es

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s$$

En régimen estacionario $dm/dt = 0$. Utilizando esto como base, la ecuación anterior aplicada al proceso de mezcla toma la forma

$$0 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 - \dot{m}_3 \quad \text{o} \quad \dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3$$

Las ecuaciones de la energía y de la masa, unidas a los datos conocidos, son suficientes para determinar el estado y los flujos másicos en las diferentes secciones.

La primera tarea es evaluar la entalpía en las tres secciones. En la Sección 2, a 5 bar y 200 °C la entalpía se lee en la Tabla A.14 y es 2.855,4 kJ/kg. En la sección 1 el líquido comprimido entra a 5 bar y 40 °C. Puesto que la presión no es alta, la entalpía puede estimarse utilizando los datos de líquido saturado a la temperatura dada. En la Tabla A.12 se lee que a 40 °C vale 167,57 kJ/kg. El fluido sale por la sección 3 a 5 bar. De la Tabla A.13, h_3 es 640,23 kJ/kg. Sustituyendo los datos de entalpía en el balance energético anterior resulta

$$\dot{m}_2(2.855,4) + \dot{m}_1(167,6) = \dot{m}_3(640,2)$$

De la ecuación de continuidad, $\dot{m}_1 + \dot{m}_2 = \dot{m}_3$. Sustituyendo en la ecuación anterior,

$$\dot{m}_2(2.855,4) + \dot{m}_1(167,6) = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2)(640,2)$$

Reordenando esta relación resulta

$$\dot{m}_2(2.855,4 - 640,2) + \dot{m}_1(167,6 - 640,2) = 0$$

$$\frac{\dot{m}_2}{\dot{m}_1} = \frac{2.855,4 - 640,2}{640,2 - 167,6} = 4,75$$

Por tanto, más del 89 por 100 de la masa que entra al calentador del agua de alimentación es líquido comprimido y el resto es vapor sangrado de la turbina.

5.6.5. DISPOSITIVOS DE ESTRANGULAMIENTO

En el diseño de sistemas energéticos existen sistemas en los que se desea una caída de presión sin que se produzca trabajo. Esta caída de presión se consigue introduciendo una restricción al flujo en la línea. Esta restricción es una válvula abierta parcialmente, como se muestra en la Figura 5.24, o un tapón poroso o un tubo capilar largo. Una resistencia grande al flujo conlleva una caída de presión mayor. En algunos casos la bajada de presión puede conducir a otros efectos más deseados. Entre ellos se incluye una variación de temperatura o un cambio de fase.

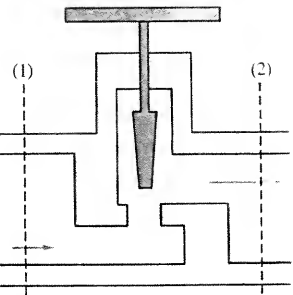


Figura 5.24. Esquema de una válvula de estrangulamiento.

Independientemente de su objetivo, un dispositivo que restringe el flujo tiene las siguientes características:

1. Puesto que el volumen de control es rígido y no hay ejes rotatorios presentes, no existen interacciones de trabajo.
2. La variación de energía potencial es despreciable.
3. Aunque en la región de la restricción la velocidad puede ser muy alta, las medidas aguas arriba y aguas abajo de la zona de la válvula real indican que la variación de la velocidad, y por tanto de la energía cinética, a través de la restricción puede despreciarse.
4. En la mayoría de las aplicaciones, o bien el dispositivo está aislado intencionadamente o el calor transferido, debido a la naturaleza del proceso, es insignificante. Por ejemplo, ni el tiempo ni la superficie son suficientes para que pueda transferirse calor.

La ecuación de la energía en régimen estacionario para el dispositivo de la Figura 5.24 es

$$q + w = (h_2 - h_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \quad [5.22]$$

Utilizando como base las características del flujo enumeradas anteriormente, la ecuación de la energía se reduce a

$$h_1 = h_2 \quad [5.23]$$

Este enunciado no establece que la entalpía sea constante durante el proceso, sino meramente exige que las entalpías inicial y final sean iguales. Un proceso que satisface la Ecuación [5.23] se denomina **proceso de estrangulamiento**. Las válvulas de los grifos de agua de las casas constituyen un ejemplo de los **procesos de estrangulamiento**. Estos dispositivos son también muy comunes en los equipos de refrigeración.

EJEMPLO 5.9

Por un tapón poroso se estrangula refrigerante 134a desde líquido saturado a 32 °C hasta un estado final en el que la presión es 2 bar. Determinése (a) la temperatura final, y (b) el estado físico del fluido a la salida.

Solución

Datos. En la Figura 5.25 se muestra un proceso de estrangulamiento a través de un tapón poroso.

Incógnitas. (a) T_2 en °C, y (b) el estado físico a la salida.

Modelo. Estacionario, $\dot{Q} = \dot{W} = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Metodología. En un dispositivo de estrangulamiento, la determinación del estado inicial permite calcular el estado final.

Análisis. El balance másico general es

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

En régimen estacionario $dm/dt = 0$. Por tanto, en un dispositivo con una entrada y una salida $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$. Además, el balance energético general en su forma de variación temporal para un volumen de control con una entrada y una salida viene dado por la Ecuación [5.15], es decir

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}_{ejc} + \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

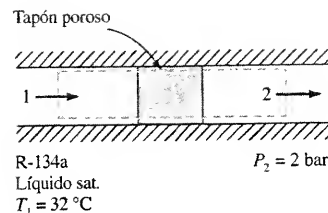


Figura 5.25. Esquema del proceso y datos del Ejemplo 5.9.

En régimen estacionario el término $dE/dt = 0$. También, en un proceso de estrangulamiento, los efectos de calor y trabajo y las variaciones de energía cinética y potencial son cero por definición. Por tanto, el balance energético anterior se reduce a $\dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2 = 0$ o $h_1 = h_2$. Esta última ecuación se utiliza para determinar el estado final.

(a) De la tabla de saturación, en temperaturas, A.16, se obtiene que la entalpía del líquido saturado a 32 °C es 94,39 kJ/kg. Debe ser también el valor de la entalpía por unidad de masa después del estrangulamiento. En la tabla de saturación, en presiones, A.17, se lee que el valor de h_f es 36,84 kJ/kg y el de h_g 241,30 kJ/kg. Puesto que $h_f < h_2 < h_g$, el estado final debe ser una mezcla de líquido y vapor y la temperatura de salida debe ser la de saturación a 2 bar, que es -10,09 °C.

(b) La calidad en el estado final se calcula mediante

$$h_2 = h_1 = 94,39 \text{ kJ/kg} = h_f + x_2 h_g = (36,84 + 204,46 x_2) \text{ kJ/kg}$$

$$o \quad x_2 = \frac{57,55}{204,46} = 0,281$$

La mezcla final está compuesta por un 28 por 100 de vapor y un 72 por 100 de líquido. En la Figura 5.26 se muestra el camino aproximado del proceso en la región húmeda.

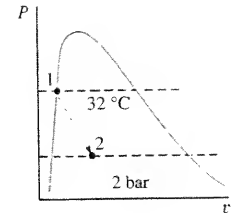


Figura 5.26. Diagrama Pv que muestra el camino del proceso del Ejemplo 5.9.

5.6.6. FLUJO EN TUBERÍAS

El transporte de fluidos, bien gaseosos o líquidos, por **tuberías** o **conductos** tiene una gran importancia en el diseño en ingeniería. En un sistema dado pueden utilizarse tuberías de distintos diámetros. Además, el fluido puede experimentar un cambio importante de altura, que no era el caso de otros componentes de los equipos estándar. Si un sistema de tuberías o conductos contiene una bomba o un ventilador, entonces es aplicable la Ecuación [5.22] para un sistema en régimen estacionario con una entrada y una salida:

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p \quad [5.22]$$

En el análisis energético de flujo en tuberías, algunos de los términos de la ecuación anterior pueden ser despreciables.

Es necesario considerar las siguientes características del flujo en tuberías:

1. Las tuberías o conductos pueden no estar aislados, transfiriéndose calor entre el fluido y el entorno. Esto es especialmente importante cuando el conducto es largo o cuando la diferencia de temperatura entre el fluido y el entorno es grande. Si no se desea que se transfiera calor, entonces hay que aislar bien la tubería o conducto intencionadamente.
2. Cuando un ventilador o una bomba forman parte del volumen de control o bien está presente un calentador de resistencia eléctrica, es necesario incluir el término de trabajo.
3. Las velocidades de los líquidos suelen ser bajas, de modo que las variaciones de energía cinética suelen ser despreciables. En la circulación de gases, las variaciones de energía cinética pueden resultar relativamente grandes cuando el calor transferido es importante o cuando las variaciones de sección transversal son grandes.
4. En la circulación de líquidos por una tubería, la variación de energía potencial puede ser importante.

El ejemplo siguiente muestra el flujo de un líquido por una tubería.

EJEMPLO 5.10

En un sistema de tuberías, un líquido de densidad relativa 1,5 pasa en régimen estacionario por una tubería de 8 cm a una velocidad de 1,2 m/s. En algún punto aguas abajo, la altura de la tubería ha aumentado 15,0 m y el diámetro se ha reducido a 5 cm. La temperatura del fluido es constante y vale 30 °C, se produce una pérdida de calor de 25 N · m/kg y la gravedad local es 9,80 m/s². Determinése la variación de presión en bar y megapascals.

Solución

Datos. Un sistema de tuberías, como se ilustra en la Figura 5.27.

Incógnitas. ΔP en bar y MPa.

Modelo. Estacionario, flujo incompresible; temperatura constante, $g = 9,80 \text{ m/s}^2$.

Metodología: La velocidad de salida puede calcularse utilizando los datos de áreas, la conservación de la masa y la definición de flujo másico. Se conoce el calor transferido y las variaciones de energía cinética y potencial. En ausencia de trabajo, la única incógnita del balance energético es la variación de entalpía, que contiene la variación de presión desconocida.

Análisis. Las posiciones de entrada y de salida del volumen de control de la Figura 5.27 se designan como estados 1 y 2 respectivamente. Los balances másico y energético escritos para el volumen de control que contiene el fluido en el sistema de tuberías son

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_1 - \dot{m}_2 \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_2$$

En régimen estacionario $dm_{vc}/dt = 0$ y $dE_{vc}/dt = 0$. Por tanto $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. También $\dot{Q} = \dot{m}q$ y $\dot{W} = \dot{m}w$. Sobre esta base, dividiendo el balance energético anterior por \dot{m} resulta el balance energético por unidad de masa, es decir

$$0 = q + w - \Delta h - \Delta e_c - \Delta e_p$$

Si se supone que el fluido es incompresible y la temperatura es constante, entonces $\Delta u_{inc} = c \Delta T = 0$. Por tanto, la variación de entalpía resulta

$$\Delta h_{inc} = \Delta u + v \Delta P = v \Delta P$$

Como resultado, el balance energético para el volumen de control se reduce a

$$0 = q - v \Delta P - \Delta e_c - \Delta e_p$$

Resolviendo para calcular la caída de presión desconocida, se encuentra que

$$-v \Delta P = \Delta e_c + \Delta e_p - q = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) - q$$

La velocidad final puede obtenerse del principio de conservación de la masa. Para flujo unidimensional $\dot{m} = AV/v$. Por tanto, el balance másico resulta

$$0 = \frac{A_1 V_1}{v_1} - \frac{A_2 V_2}{v_2}$$

Puesto que se conoce la velocidad en 1 y para flujo incompresible $v_1 = v_2$, la ecuación anterior permite obtener V_2 . Teniendo en cuenta que $A = \pi D^2/4$, entonces

$$V_2 = V_1 \frac{A_1}{A_2} = V_1 \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 = 1,2 \left(\frac{8}{5} \right)^2 \text{ m/s} = 3,1 \text{ m/s}$$

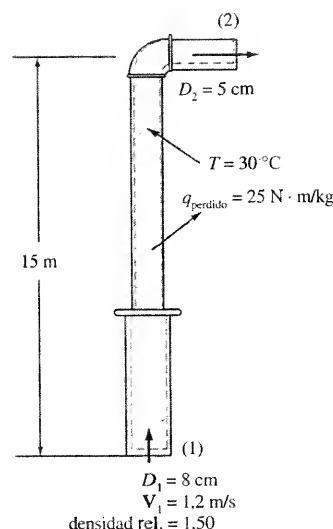


Figura 5.27. Esquema y datos del sistema de tuberías del Ejemplo 5.10.

Sustituyendo los datos disponibles en la ecuación de la energía y teniendo en cuenta que g es 9,80 m/s², resulta

$$-v \Delta P = \left[\frac{(3,1)^2 - (1,2)^2}{2} + 15(9,80) - (-25) \right] \text{ N} \cdot \text{m/kg} = 176 \text{ N} \cdot \text{m/kg}$$

Despreciando el efecto de la presión en el volumen específico del agua líquida a 30 °C, de la Tabla A.12 $v \approx v_f = 1,004 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$. Para tener en cuenta el efecto de la densidad relativa, recuérdese que $v_{liq} = v_{agua}/(\text{dens. rel.})$. Se obtiene

$$\Delta P = -\frac{176 \text{ N} \cdot \text{m}}{\text{kg}} \times \frac{1,50}{1,004 \times 10^{-3} \text{ m}^3} \times \frac{\text{kg}}{10^5 \text{ N}} \times \frac{\text{bar} \cdot \text{m}^2}{10^5 \text{ N}} = -2,64 \text{ bar} = -0,264 \text{ MPa}$$

Comentario. Los valores de Δe_c , Δe_p y q son 4,12, 147 y 25 J/kg respectivamente. Nótese que Δe_p domina el cálculo de la variación de presión y Δe_c es relativamente pequeña.

5.7. INTRODUCCIÓN A LOS CICLOS TERMODINÁMICOS

Una aplicación importante de los dispositivos estudiados en el apartado anterior es su utilización en los ciclos de potencia y de refrigeración. En estos ciclos el fluido experimenta una serie de procesos que requieren el uso de turbinas, compresores, bombas, cambiadores de calor y dispositivos de estrangulamiento. El análisis completo de los distintos ciclos requiere el uso de la segunda ley. Sin embargo, los análisis de masa y energía solos proporcionan información importante del funcionamiento de los ciclos que afectan a la vida cotidiana. Además, el conocimiento básico de los ciclos comunes es útil para entender el papel de los ciclos en el desarrollo de la segunda ley en el próximo capítulo. En este apartado se analiza el ciclo de potencia de vapor simple utilizado para generar potencia eléctrica, y el ciclo de refrigeración simple utilizado para refrigeración y acondicionamiento de aire.

5.7.1. CICLO SIMPLE DE POTENCIA DE VAPOR

La potencia eléctrica de la que se dispone en las viviendas y en la industria se obtiene mediante un generador eléctrico en una *planta de potencia de vapor*. Como se muestra en la Figura 5.28a, el generador se mueve mediante la potencia de salida desarrollada por una turbina de vapor. El trabajo de salida en el eje

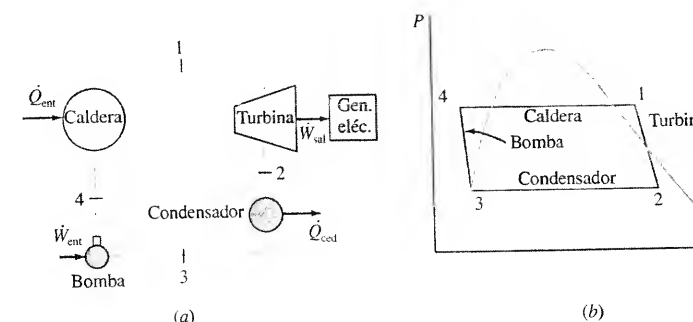


Figura 5.28. (a) Esquema, y (b) diagrama P-v del proceso y datos de un ciclo de potencia de vapor simple.

de la turbina (o potencia $\dot{W}_{\text{turb. sat}}$) se produce al expandirse vapor sobrecalentado a alta presión y temperatura correspondiente al estado 1, de forma adiabática hasta una presión baja (posiblemente menor que la presión atmosférica) correspondiente al estado 2. En la Figura 5.28b se muestra este proceso de expansión en un diagrama Pv , donde el estado 2 es una mezcla húmeda de alta calidad. A continuación, el fluido pasa a presión constante por un cambiador de calor denominado condensador. El calor cedido q_{cond} modifica el estado del fluido hasta líquido saturado en el estado 3.

Mediante una bomba de trabajo de entrada w_{bomba} se comprime el fluido adiabáticamente hasta la presión de entrada a la turbina, llegando al estado 4. En este punto, el fluido se suele tomar como incompresible, y el proceso adiabático como isoterma. Finalmente, se utiliza una caldera-sobrecalentador (cambiador de calor) para elevar la temperatura del fluido hasta el valor deseado de entrada en turbina a presión constante ($P_4 = P_1$). El calor suministrado a la caldera se obtiene de la combustión de carbón o de gas natural o de una fuente nuclear. En el Capítulo 17 se analizan de forma más completa los ciclos de potencia de vapor.



Considérense los cuatro procesos que comprende el ciclo simple de potencia de vapor, es decir, expansión, enfriamiento, compresión y calentamiento.

EJEMPLO 5.11

Un ciclo de potencia de vapor trabaja en las condiciones siguientes: (1) 100 bar y 520 °C a la entrada de la turbina, (2) 0,3 bar y 90 por 100 de calidad a la salida de la turbina, (3) líquido saturado a 0,3 bar en la salida del condensador, y (4) 100 bar a la salida de la bomba. El flujo másico de agua es 40 kg/s. Despreciando Δe_c y Δe_p , determínese (a) el trabajo de la turbina, (b) el calor cedido en el condensador, (c) el trabajo de la bomba, todo en kJ/kg, y (d) el calor suministrado a la caldera en kW.

Solución

Datos. Un ciclo simple de potencia de vapor como se muestra en la Figura 5.29.

Incógnitas. (a) w_{turb} , (b) q_{cond} , (c) w_{bomba} , todo en kJ/kg, y (d) \dot{Q}_{caldera} en kW.

Modelo. Estacionario, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$, turbina y bomba adiabáticas.

Metodología. Determinar las propiedades de los cuatro estados del ciclo y aplicar después el balance energético por unidad de masa en régimen estacionario a los cuatro procesos del ciclo.

Análisis. Los balances másico y energético para un volumen de control con una entrada y una salida son

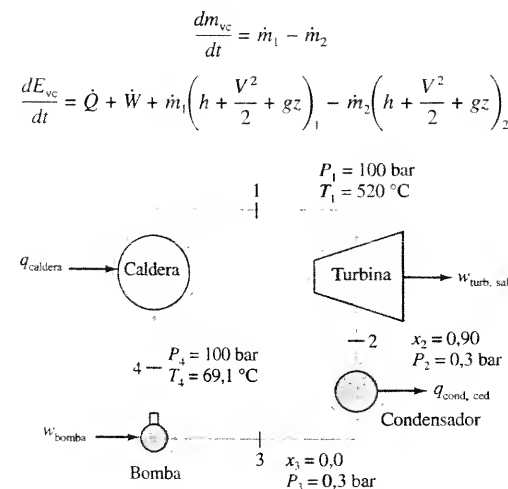


Figura 5.29. Esquema y datos del ciclo simple de potencia de vapor del Ejemplo 5.11.

En régimen estacionario $dm_{\text{vc}}/dt = 0$ y $dE_{\text{vc}}/dt = 0$. Por tanto, el balance másico se reduce a $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. Dividiendo en balance energético por el flujo másico se obtiene

$$0 = q + w + (h_1 - h_2) + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2} + g(z_1 - z_2)$$

donde $q = \dot{Q}/\dot{m}$ y $w = \dot{W}/\dot{m}$. En ausencia de variaciones apreciables de energía cinética y potencial, la ecuación anterior se reduce a $q + w = \Delta h$. Esta relación se aplica ahora a volúmenes de control situados alrededor de los cuatro dispositivos que forman el ciclo. La turbina y la bomba se suponen adiabáticas y la caldera y el condensador sin transferencia de trabajo. Por tanto

$$w_{\text{turb}} = h_2 - h_1 \quad q_{\text{cond}} = h_3 - h_2 \quad w_{\text{bomba}} = h_4 - h_3 \quad q_{\text{caldera}} = h_1 - h_4$$

La entalpía h_4 es desconocida y debe calcularse considerando que el fluido que pasa por la bomba es incompresible y el proceso adiabático e isoterma. En estas condiciones,

$$w_{\text{bomba}} = \Delta h_{\text{inc}} = c \Delta T + v \Delta P = v_{f,3} \Delta P$$

Por tanto, $h_4 = h_3 + v_{f,3} \Delta P$, donde v_f representa de nuevo el valor del líquido saturado.

Para los estados dados especificados en la Figura 5.29, en las tablas de vapor se encuentra que

$$h_1 = 3.425,1 \text{ kJ/kg (Tabla A.14)}$$

$$h_2 = 0,1(289,23) + 0,9(2.625,3) = 2.391,7 \text{ kJ/kg (Tabla A.13)}$$

$$h_3 = h_f = 289,23 \text{ kJ/kg (Tabla A.13)}$$

$$y \quad v_{f,3} = 1,0223 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg (Tabla A.13)}$$

Utilizando estos datos en las ecuaciones de la energía citadas anteriormente se obtienen los resultados siguientes.

(a) El trabajo de la turbina en condiciones adiabáticas ($q = 0$) viene dado por

$$w_{\text{turb}} = h_2 - h_1 = (2.391,7 - 3.425,1) \text{ kJ/kg} = -1.033,4 \text{ kJ/kg}$$

(b) El calor transferido en el condensador es

$$q_{\text{cond}} = h_3 - h_2 = (289,2 - 2.391,7) \text{ kJ/kg} = -2.102,5 \text{ kJ/kg}$$

(c) El trabajo de la bomba adiabática viene dado por $w_{\text{bomba}} = v_{f,3} \Delta P$. Al utilizar esta ecuación resulta

$$w_{\text{bomba}} = 1,0223 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \times (100 - 0,3) \text{ bar} \times 10^{-2} \text{ kJ/bar} \cdot \text{m}^3 = 10,2 \text{ kJ/kg}$$

De esta ecuación se obtiene que $h_4 = h_3 + w_{\text{bomba}} = (289,2 + 10,2) \text{ kJ/kg} = 299,4 \text{ kJ/kg}$.

(d) Conocido h_4 se puede calcular el calor transferido a la caldera.

$$q_{\text{caldera}} = h_1 - h_4 = (3.425,1 - 299,4) \text{ kJ/kg} = 3.125,7 \text{ kJ/kg}$$

El flujo de calor \dot{Q} transferido a la caldera es simplemente

$$\dot{Q} = \dot{m} q_{\text{caldera}} = 40 \text{ kg/s} \times 3.125,7 \text{ kJ/kg} = 125.000 \text{ kW}$$

Comentario. Sólo el 32,7 por 100 del calor suministrado a la caldera se convierte en el trabajo en eje de salida neto. Esta relación suele estar entre el 30 y el 40 por 100.

5.7.2. CICLO DE REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE VAPOR

El objetivo de un *frigorífico* o un *acondicionador de aire* es mantener una región del espacio a una temperatura relativamente fija. Considérese la región fría mostrada en la Figura 5.30a, que se desea mantener a una temperatura inferior a la del entorno. Esta región podría ser el interior de un congelador o el interior de una casa o de un coche en un día de verano. El calor transferido desde el entorno empezará a aumentar la temperatura de la región fría. Para compensar este efecto, un fluido más frío (el refrigerante) circula por conductos en la región fría extrañendo un flujo de calor a la velocidad a la que entra del entorno. Esto hace que la temperatura de la región fría se mantenga constante.

Como resultado del calor extraído \dot{Q}_{evap} de la región fría, el refrigerante se evapora al atravesar el cambiador de calor. La evaporación se produce a temperatura y presión constantes desde el estado 4 hasta el estado 1, de vapor saturado, como se muestra en el diagrama Pv de la Figura 5.30b. Esta energía añadida al refrigerante en el evaporador debe cederse al entorno antes de que se repita el ciclo. Se consigue comprimiendo el vapor saturado en el estado 1 hasta vapor sobrecalentado en el estado 2, de modo que T_2 sea mucho mayor que la temperatura ambiente. Este proceso de compresión requiere aportar trabajo \dot{W}_{comp} . Así, se cede energía transfiriendo calor $\dot{Q}_{\text{cond, ced}}$ al ambiente mientras el refrigerante pasa por el condensador. En la Figura 5.30 se supone que el fluido es líquido saturado en el estado 3. Finalmente la presión se reduce a la del evaporador al pasar el refrigerante por un dispositivo de estrangulamiento. El proceso de estrangulamiento provoca la evaporación de una parte del fluido, de modo que el refrigerante es una mezcla húmeda de baja calidad cuando entra al evaporador en el estado 4. El ciclo se repite a continuación. En el Capítulo 17 se presentan de forma más detallada los ciclos de refrigeración por compresión de vapor.



Considérense los cuatro procesos que comprende el ciclo de refrigeración por compresión de vapor, es decir, calentamiento, compresión, enfriamiento y estrangulamiento.

EJEMPLO 5.12

Por la unidad de acondicionamiento de aire de un coche circulan 0,05 kg/s de refrigerante 134a. El fluido entra al compresor como vapor saturado a 180 kPa y sale del compresor a 0,70 MPa y 45 °C. Determínese (a) la potencia suministrada al compresor en kilovatios, y (b) el flujo de calor en el evaporador en kJ/s.

Solución

Datos. En la Figura 5.31 se muestra un ciclo de refrigeración por compresión de vapor.

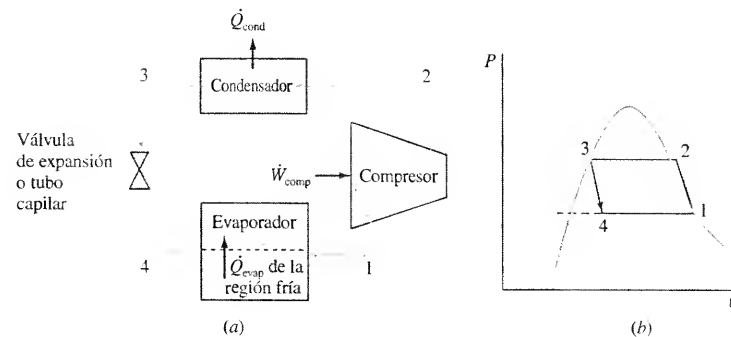


Figura 5.30. (a) Esquema de la instalación, y (b) diagrama Pv del proceso para un ciclo simple de refrigeración.

Incógnitas. (a) \dot{W}_{comp} , kW, y (b) \dot{Q}_{evap} , kJ/s.

Modelo. Estacionario, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$, $P_1 = P_4$, $P_2 = P_3$, $x_3 = 0$, $q_{12} = 0$.

Metodología. Determinar las propiedades de los cuatro estados del ciclo y aplicar entonces el balance energético al compresor y al evaporador.

Análisis. Los balances energético y másico para un volumen de control con una entrada y una salida son

$$\frac{dm_{\text{vc}}}{dt} = \dot{m}_e - \dot{m}_s$$

$$\frac{dE_{\text{vc}}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_e \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e - \dot{m}_s \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s$$

En régimen estacionario $dm_{\text{vc}}/dt = 0$ y $dE_{\text{vc}}/dt = 0$. Esto quiere decir que el balance másico se reduce a $\dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}$. El balance energético se escribe ahora como

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m} \left[(h_e - h_s) + \frac{V_e^2 - V_s^2}{2} + g(z_e - z_s) \right]$$

En ausencia de variación de energía cinética y potencial, se reduce a

$$\dot{Q} + \dot{W}_{\text{eje}} = \dot{m}(h_2 - h_1)$$

Esta relación se aplica ahora a volúmenes de control situados alrededor de cada elemento.

(a) El compresor es adiabático, de modo que el balance energético referido al tiempo es $\dot{W}_{\text{comp}} = \dot{m}(h_2 - h_1)$. Los valores de h_1 y h_2 son

$$h_1 = h_g \text{ a } 180 \text{ kPa} = 239,71 \text{ kJ/kg (Tabla A.17)}$$

$$h_2 = \frac{275,93 + 286,35}{2} \text{ kJ/kg} = 281,14 \text{ kJ/kg (Tabla A.18)}$$

donde h_2 se obtiene por interpolación lineal a 0,70 MPa. Así, la potencia del compresor es

$$\dot{W}_{\text{comp}} = \dot{m}(h_2 - h_1) = 0,05 \text{ kg/s} \times (281,14 - 239,71) \text{ kJ/kg} = 2,07 \text{ kW}$$

El resultado positivo indica que es potencia suministrada.

(b) En el evaporador $\dot{Q}_{\text{evap}} = \dot{m}(h_1 - h_4)$, ya que la potencia en eje es cero. En el proceso de estrangulamiento $h_4 = h_3$ y h_3 se considera líquido saturado a la presión de salida del compresor. De la Tabla A.17, $h_{f,3} = 86,78 \text{ kJ/kg}$ a 0,70 MPa. Así

$$\dot{Q}_{\text{evap}} = \dot{m}(h_1 - h_4) = 0,05 \text{ kg/s} \times (239,71 - 86,78) \text{ kJ/kg} = 7,65 \text{ kJ/s}$$

Comentario. La relación entre el calor extraído por el evaporador y la potencia del compresor es 3,7. Este valor es bastante típico para los acondicionadores de aire. Se consiguen más unidades de enfriamiento mediante la acción de una unidad de suministro de trabajo.

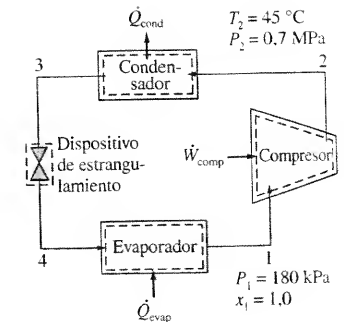


Figura 5.31. Esquema de la instalación y datos del ciclo de refrigeración del Ejemplo 5.12.

5.8. ANÁLISIS DE FLUJOS TRANSITORIOS (NO ESTACIONARIOS)

En ingeniería existen procesos que no son estacionarios debido a que existen variaciones en los flujos másicos, en los flujos de calor y en la potencia que atraviesan la superficie de control. Además, las propiedades de la masa que atraviesa una frontera pueden variar con el tiempo. El análisis de estas situaciones, denominadas procesos *transitorios* o *no estacionarios*, requiere estudiar los principios de conservación de la masa y de la energía en su forma más general. En estas condiciones funcionan algunos dispositivos interesantes y útiles. Por ejem-

plo, existen túneles de viento que funcionan con la descarga de aire almacenado a alta presión en un depósito grande y rígido. Se conocen como túneles de viento de descarga. El aire comprimido almacenado en un cilindro se utiliza también para mover una turbina de gas acoplada con un generador eléctrico como fuente de potencia eléctrica auxiliar en caso de fallo de la potencia normal. Como se ha señalado antes, en análisis estacionarios el volumen de control se suele tomar fijo en el espacio, tamaño y forma. En los siguientes apartados puede ser deseable que el tamaño y la forma varíen. Sin embargo, el volumen de control permanecerá en una posición fija.

5.8.1. APLICACIÓN A UN VOLUMEN DE CONTROL TRANSITORIO

El punto de partida típico para el análisis de un volumen de control transitorio es la forma de derivada temporal de las ecuaciones de conservación de la masa y de la energía, Ecuaciones [5.1] y [5.15]

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad [5.1]$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_e - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_s \quad [5.15]$$

donde en las entradas y salidas se supone flujo unidimensional. Para un cambio de estado diferencial debido a un incremento de tiempo dt , la Ecuación [5.1] puede escribirse como

$$dm_{vc} = \sum_e \delta m_e - \sum_s \delta m_s \quad [5.24a]$$

donde $\delta m = \dot{m} dt$ es la cantidad diferencial de masa que atraviesa la superficie de control durante el intervalo de tiempo dt . Para el mismo cambio de estado diferencial, la Ecuación [5.15] puede escribirse como

$$dE_{vc} = \delta Q + \delta W + \sum_e \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_e \delta m_e - \sum_s \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_s \delta m_s \quad [5.24b]$$

donde $\delta Q = \dot{Q} dt$ y $\delta W = \dot{W} dt$.

Dada la información adecuada sobre la masa y la energía dentro del volumen de control en el instante inicial t_1 , es posible determinar la masa y la energía en el volumen de control en el instante t_2 integrando las Ecuaciones [5.1] y [5.15] en el intervalo de tiempo $\Delta t = t_2 - t_1$. Integrando la ecuación de la masa se obtiene

$$\begin{aligned} \Delta m_{vc} &= \sum_e \left[\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_e dt \right] - \sum_s \left[\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_s dt \right] \\ &= \sum_e m_e - \sum_s m_s \end{aligned} \quad [5.25]$$

donde $\Delta m_{vc} = m_{vc(2)} - m_{vc(1)}$ es la variación de masa del volumen de control y m_e (o m_s) es la cantidad de masa que entra (o sale) del volumen de control por una superficie de control dada durante el intervalo Δt . Integrando la ecuación de la energía resulta

$$\begin{aligned} \Delta E_{vc} &= \int_{t_1}^{t_2} \dot{Q} dt + \int_{t_1}^{t_2} \dot{W} dt + \\ &+ \sum_e \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_e \dot{m}_e dt \right] - \sum_s \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_s \dot{m}_s dt \right] = \\ &= Q + W + \sum_e \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_e \dot{m}_e dt \right] - \sum_s \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right)_s \dot{m}_s dt \right] \end{aligned} \quad [5.26]$$

donde $\Delta E_{vc} = E_{vc(2)} - E_{vc(1)}$ y Q y W son el calor neto y el trabajo transferidos al volumen de control durante el intervalo de tiempo. Para hacer las integrales es necesario saber cómo varían las distintas propiedades y los flujos con el tiempo.

En el análisis de volúmenes de control transitorios se suelen utilizar hipótesis para establecer los modelos de las situaciones reales. Dos de las hipótesis más importantes son la de *estado uniforme* y *flujo uniforme*. Se definen como sigue:

1. La hipótesis de *estado uniforme* en el volumen de control exige que todas las propiedades intensivas dentro del volumen de control sean uniformes a través del mismo en cualquier instante (o a través de diferentes regiones del volumen de control). No obstante, el estado del volumen de control puede variar con el tiempo.
2. La hipótesis de *flujo uniforme* en una entrada o salida exige que el estado de la masa que atraviesa la superficie de control sea invariable con el tiempo. Sin embargo, el flujo másico puede variar con el tiempo.

La condición de estado uniforme implica una aproximación rápida o instantánea al equilibrio en cada instante para la masa que se encuentra dentro del volumen de control. En la práctica ocurre esto en muchos sistemas de flujo. La condición de flujo uniforme se tiene con frecuencia cuando se suministra el flujo a un sistema transitorio desde un depósito de materia muy grande. A causa de esto, la hipótesis de flujo uniforme se denomina a veces hipótesis del *depósito*.

Cuando se supone que el estado del volumen de control es uniforme, entonces $E_{vc} = m_{vc} e$ y el primer miembro de la Ecuación [5.15] puede reescribirse como

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \frac{d}{dt} (m_{vc} e) = m_{vc} \frac{de}{dt} + e \frac{dm_{vc}}{dt} \quad [5.27]$$

donde m_{vc} es la masa en el interior del volumen de control y e es la energía específica total de la masa. Combinando esto con la ecuación de conservación de la masa, Ecuación [5.1], se obtiene

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = m_{vc} \frac{de}{dt} + e \left[\sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \right] \quad [5.28]$$

Suele ser útil hacer esta sustitución antes de integrar la ecuación de la energía, Ecuación [5.15], lo que se ha hecho para obtener la Ecuación [5.26].

5.8.2. CARGA DE UN DEPÓSITO

Un ejemplo típico de problema no estacionario es la carga de un depósito rígido suministrando fluido de una fuente externa a alta presión, como se muestra en la Figura 5.32. Inicialmente el depósito rígido puede estar vacío o contener algo de fluido dentro antes de que comience el proceso de carga. Generalmente la masa entra sólo por una parte de la superficie de control y no sale fluido del volumen de control. En el ejemplo siguiente se muestra un proceso de carga con transferencia de calor.



Adviértase la diferencia entre las hipótesis de estado uniforme y flujo uniforme.

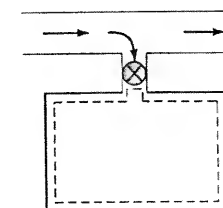


Figura 5.32. Esquema de la carga de un depósito desde una línea.

EJEMPLO 5.13

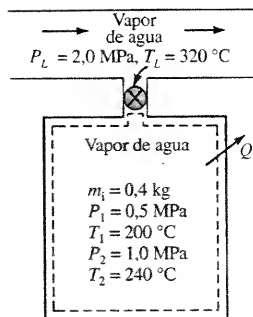


Figura 5.33. Esquema y datos del Ejemplo 5.13.

Para cargar un depósito rígido se utiliza una línea de suministro de vapor que se mantiene a 2,0 MPa y 320 °C. Inicialmente el depósito contiene 0,40 kg de vapor a 0,5 MPa y 200 °C. Se abre la válvula de conexión y entra vapor lentamente hasta que el vapor del interior del depósito alcanza 1,0 MPa y 240 °C. Determinése (a) los kilogramos de vapor que entran al depósito, y (b) el calor transferido a través de las paredes no aisladas del depósito, en kilojulios. Despréciense los efectos de la energía cinética y potencial.

Solución

Datos. Un depósito rígido está unido a través de una válvula a una línea de suministro de vapor como se muestra en la Figura 5.33.

Incógnitas. (a) m_L , en kg, y (b) Q en kJ.

Modelo. Flujo uniforme, depósito rígido no aislado.

Metodología. Al conocer los estados inicial y final y la masa inicial se puede calcular la masa final en el depósito rígido. Después, el análisis energético transitorio proporciona el calor transferido.

Análisis. El volumen de control seleccionado es el volumen del interior del depósito, como se indica mediante la línea discontinua en la Figura 5.33. Se supone que el volumen de la región de la válvula y la entrada al conducto es despreciable. Las ecuaciones de conservación de la masa y de la energía, en sus formas de variación temporal, para este volumen de control son

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_L$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_L \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_L$$

donde \dot{m}_L es el flujo másico de vapor que entra en el depósito desde la línea de vapor. Estas ecuaciones son válidas en cualquier instante durante el proceso de carga. Integrando en el intervalo de tiempo que va desde t_1 hasta t_2 resulta

$$\Delta m_{vc} = \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_L dt = m_L$$

$$\Delta E_{vc} = Q + W + \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_L \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_L dt$$

donde m_L es la masa de vapor que entra en el volumen de control durante el intervalo de tiempo.

(a) La masa m_L puede calcularse mediante el balance másico, puesto que $\Delta m_{vc} = m_2 - m_1 = m_L$. La masa del volumen de control en los estados 1 y 2 pueden escribirse como $m_1 = V/v_1$ y $m_2 = V/v_2$, donde V es el volumen del depósito. Puesto que el volumen del depósito es constante, los estados inicial y final pueden relacionarse mediante la ecuación

$$V = m_1 v_1 = m_2 v_2$$

Esta relación permite evaluar la masa final m_2 . En la Tabla A.14 se encuentran las propiedades del vapor necesarias en los estados inicial 1 y final 2 y en el estado de la línea L. Estos datos son:

$$\begin{array}{llll} P_L = 2,0 \text{ MPa} & T_L = 320 \text{ °C} & h_L = 3,069,5 \text{ kJ/kg} & v_L = 0,1308 \text{ m}^3/\text{kg} \\ P_1 = 0,5 \text{ MPa} & T_1 = 200 \text{ °C} & h_1 = 2,642,9 \text{ kJ/kg} & v_1 = 0,4249 \text{ m}^3/\text{kg} \\ P_2 = 1,0 \text{ MPa} & T_2 = 240 \text{ °C} & h_2 = 2,692,9 \text{ kJ/kg} & v_2 = 0,2275 \text{ m}^3/\text{kg} \end{array}$$

Utilizando los datos de volúmenes específicos tabulados anteriormente se encuentra que

$$m_2 = m_1 \frac{v_1}{v_2} = (0,4 \text{ kg}) \frac{0,4249}{0,2275} = 0,747 \text{ kg}$$

y resolviendo en m_L empleando la ecuación de conservación de la masa, se tiene

$$m_L = m_2 - m_1 = (0,747 - 0,400) \text{ kg} = 0,347 \text{ kg}$$

(b) Para calcular el calor transferido es necesario utilizar la forma integrada del balance energético. Suponiendo que los efectos de la energía cinética y la energía potencial son despreciables y que el trabajo es nulo por ser el depósito rígido, la ecuación de la energía resulta

$$\Delta U_{vc} = m_2 u_2 - m_1 u_1 = Q + \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_L h_L dt$$

Si se supone que la cantidad de fluido sangrada de la línea es pequeña comparada con la cantidad que circula por la línea, entonces las propiedades en la entrada de la válvula permanecen constantes y el proceso de carga se modela como de *flujo uniforme*. En flujo uniforme, h_L es constante y el último término del segundo miembro de la ecuación anterior resulta $\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_L h_L dt = h_L \int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_L dt = h_L m_L$. Sustituyendo esto en la ecuación de la energía y resolviendo para obtener Q se tiene

$$Q = (m_2 u_2 - m_1 u_1) - m_L h_L$$

Al sustituir los datos resulta

$$\begin{aligned} Q &= (m_2 u_2 - m_1 u_1) - m_L h_L = \\ &= [0,747(2,692,9) - 0,4(2,642,9)] \text{ kJ} - 0,347(3,069,5) \text{ kJ} = \\ &= (2,012 - 1,057 - 1,065) \text{ kJ} = -110 \text{ kJ} \end{aligned}$$

El signo negativo indica que el calor se transfiere *desde* el sistema hacia el ambiente.

Es importante analizar también un proceso de carga rápido. Si se permite que el depósito se llene rápidamente, el calor transferido sería bastante pequeño, incluso existiendo un gradiente de temperatura apreciable entre el contenido del depósito y el ambiente. En otros casos, el depósito puede estar aislado. El siguiente ejemplo analiza un proceso de carga adiabático.

Una línea de suministro de vapor de agua que se mantiene a 400 psia y 450 °F se utiliza para cargar un depósito rígido vacío. Se abre la válvula de conexión y entra vapor al depósito aislado hasta que la presión del depósito alcanza 200 psia. Determinése (a) la temperatura final en el depósito en grados Fahrenheit, y (b) las libras masa de vapor que ha entrado si el volumen del depósito es de 10,0 ft³.

Solución

Datos. Una línea de suministro de vapor de agua está conectada mediante una válvula a un depósito vacío, como se muestra en la Figura 5.34.

Incógnitas. (a) T_f en °F, y (b) m_L en lb_m.

Modelo. Flujo uniforme, depósito rígido, $m_1 = 0$, $\Delta e_c = \Delta e_p = W = Q = 0$.

EJEMPLO 5.14

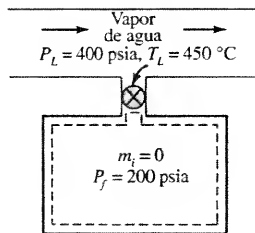


Figura 5.34. Esquema y datos del Ejemplo 5.14.

Metodología. La única incógnita en el balance energético transitorio es la energía interna final en el depósito a la presión dada. Esto lleva a la temperatura y al volumen específico finales a partir de las tablas del vapor de agua. Después se calcula la masa final a partir del volumen específico y el volumen total.

Análisis. (a) Como se indica mediante la línea discontinua de la Figura 5.34, se elige un volumen de control que incluye el volumen interior del depósito. Se supone que el volumen en la región de la válvula y entrada de la tubería es despreciable. Las ecuaciones de conservación de la masa y de la energía en sus formas de variación temporal para este volumen de control son

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \dot{m}_L$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_L \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_L$$

donde \dot{m}_L es el flujo de vapor que entra al depósito desde la línea de vapor. Estas ecuaciones son válidas en cualquier instante durante el proceso de carga. Integrando en el intervalo de tiempo que va desde t_i hasta el instante final t_f y despreciando los efectos de la energía cinética y potencial resulta

$$\Delta m_{vc} = m_2 - m_1 = \int_{t_i}^{t_f} \dot{m}_L dt = m_L$$

$$\Delta U_{vc} = U_f - U_i = Q + W + \int_{t_i}^{t_f} \dot{m}_L h_L dt$$

donde m_L es la masa que entra al volumen de control durante el intervalo y los subíndices i y f representan los estados inicial y final del volumen de control respectivamente. Con flujo uniforme hacia el volumen de control, la integral en la ecuación de la energía resulta $h_L m_L$, donde el subíndice L representa las condiciones uniformes de la línea. En ausencia de transferencia de calor o trabajo en el volumen de control, la ecuación de la energía se reduce a

$$\Delta U_{vc} = m_f u_f - m_i u_i = h_L m_L$$

Puesto que el depósito está inicialmente vacío, $m_i = 0$ y $m_f = m_L$. Por tanto, el balance energético anterior se reduce a

$$m_L u_f = m_L h_L$$

$$u_f = h_L$$

Esta relación fija el estado final dentro del volumen de control. En estas condiciones particulares, se encuentra que la entalpía del fluido en la línea a alta presión es numéricamente igual a la energía interna del fluido dentro del volumen de control en cualquier instante. Esta última afirmación supone que el fluido se equilibra rápidamente dentro del volumen de control, de modo que existe *estado uniforme* en cualquier instante.

En la Tabla A.141 se encuentra que $h_L = 1.209,6$ Btu/lb_m. Por tanto, el estado final en el depósito es aquel para el que

$$u_f = 1.209,6 \text{ Btu/lb}_m \text{ a } 200 \text{ psia}$$

Interpolando linealmente en la Tabla A.141 a 200 psia, la temperatura final es

$$T_f = 600 \text{ °F} + 100 \text{ °F} \frac{1.209,6 - 1.208,9}{1.248,8 - 1.208,9} = 602 \text{ °F}$$

Esto se compara con la temperatura de la línea de 450 °F.

(b) La masa final en el depósito se calcula mediante $m_f = V/v_f$. El volumen específico final se determina interpolando linealmente a 200 psia y 602 °F es 3,064 ft³/lb_m. Así

$$m_f = \frac{V}{v_f} = \frac{10 \text{ ft}^3}{3,064 \text{ ft}^3/\text{lb}_m} = 3,26 \text{ lb}_m$$

Comentario. Las temperaturas y masas finales a otras presiones finales hasta 400 psia se calculan mediante un análisis análogo.

El resultado deducido en el ejemplo anterior, que $h_L = u_f$ en el llenado adiabático de un depósito vacío, es completamente general en el sentido de que se aplica a cualquier fluido. Aunque en el ejemplo se aplica a un gas real, la ecuación anterior tiene un interés especial cuando se utiliza para llenado del depósito con un gas ideal. Puesto que para un gas ideal $h = c_p T$ y $u = c_v T$ (si los valores de los dos calores específicos se mantienen constantes en el intervalo de temperatura de T_L a T_f), entonces

$$c_p T_L = c_v T_f$$

$$T_f = \gamma T_L$$

donde γ es el cociente de calores específicos. Este importante resultado muestra que T_f es siempre mayor que T_L en el llenado de un depósito rígido con un gas ideal bajo las siguientes idealizaciones: (1) volumen de control rígido y adiabático, (2) equilibrio dentro del depósito en cualquier instante, (3) energía cinética del gas que entra despreciable, y (4) propiedades fijas del fluido a la entrada. Puesto que para muchos gases γ varía de 1,25 a 1,40, el aumento de temperatura absoluta puede ser como mucho el 40 por 100.

El problema de cargar un depósito vacío desde una línea estacionaria puede resolverse también desde la base del análisis de un sistema cerrado. Es interesante profundizar en este método de análisis, puesto que proporciona un fuerte contraste con el análisis del sistema abierto utilizado anteriormente. En la Figura 5.35 se muestra el sistema cerrado seleccionado para el análisis. Puesto que se ha elegido un sistema cerrado, toda la masa que finalmente entra al depósito debe incluirse inicialmente dentro de las fronteras del sistema. Así, las fronteras se extienden más allá de la válvula y dentro de un tramo de la línea. La ecuación de conservación de la energía en este caso es

$$Q + W = \Delta E$$

De nuevo se desprecian los términos de energías cinética y potencial y se suponen condiciones adiabáticas. La ecuación de la energía resulta

$$W = \Delta U = m_f u_f - m_i u_i$$

Sin embargo, a diferencia de la aproximación mediante el volumen de control, ni el término de trabajo ni el término de la masa inicial m_i son cero.

El trabajo realizado es el trabajo de compresión relativo al empuje que hay que realizar sobre la masa contenida en el sistema, pero del lado exterior de la válvula, para introducirla en el depósito. La presión en la línea en las proximidades de la válvula es constante y el trabajo es simplemente $-P\Delta V$. La masa inicial m_i en el sistema cerrado es también la masa contenida inicialmente en el exterior de la válvula, puesto que el depósito está vacío al comenzar el proceso. En consecuencia, la ecuación de la energía resulta

$$-P(V_f - V_i) = m_f u_f - m_i u_i$$

$$-P(0 - m_L v_L) = m_f u_f - m_L u_L$$

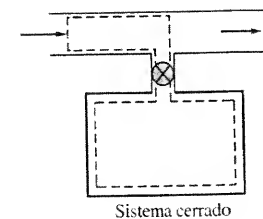


Figura 5.35. Esquema para el análisis de la carga de un depósito vacío utilizando un sistema cerrado.

Finalmente, combinando el segundo término del segundo miembro con el término del primer miembro se obtiene

$$m_L(P_L v_L + u_L) = m_f u_f$$

$$h_L m_L = m_f u_f$$

y

$$h_L = u_f$$

Este resultado es idéntico al obtenido para el análisis de un volumen de control en el Ejemplo 5.14, puesto que ambos están basados en idealizaciones comparables. Sin embargo, los términos que aparecen en los dos análisis son bastante diferentes. El que los problemas de flujos transitorios puedan resolverse mediante los dos tipos de análisis de un volumen de control o de un sistema cerrado depende en gran medida de las condiciones particulares. Habitualmente, la aproximación de sistema cerrado puede utilizarse en aquellos casos en los que la posición y el estado de la masa que circula están bien definidos.

5.8.3. ANÁLISIS DE SISTEMAS NO ESTACIONARIOS CON VARIACIÓN DE VOLUMEN

Considérese la situación mostrada en la Figura 5.36. Un dispositivo cilindro-émbolo con peso que inicialmente contiene una cantidad conocida de un gas en un estado de equilibrio conocido está conectado a través de una válvula a una línea de alta presión. Para simplificar el problema, el fluido de la línea es el mismo que el del cilindro. Interesa determinar la temperatura y la cantidad de masa en el interior del cilindro después de que el volumen haya cambiado una cantidad conocida.

En la Figura 5.36 se muestra mediante la línea discontinua el volumen de control que se considera. Puesto que la frontera superior se va a mover, en este caso el volumen de control cambia de tamaño y se produce trabajo $P dV$. Si se va a evaluar el trabajo en la frontera es necesario fijar una restricción al proceso. Aunque la presión en la línea pueda ser sustancialmente mayor que la presión dentro del cilindro (mantenida por el peso del émbolo) se supone que el gas que entra se equilibra rápidamente con el gas ya presente en el volumen de control, de modo que mediante el émbolo se mantiene en el gas una presión constante. Por tanto, existe un *estado uniforme* dentro del volumen de control durante el proceso. El trabajo realizado entonces por el entorno sobre el gas es simplemente $-P \Delta V$. En ausencia de información suficiente se supone que el proceso es adiabático y exige que el émbolo no fricione. Aunque el centro de masas del volumen de control cambia de altura, puede despreciarse este efecto de la energía potencial. El ejemplo siguiente ilustra este tipo de procesos.

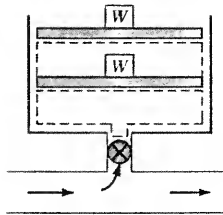


Figura 5.36. Volumen de control con frontera móvil.

EJEMPLO 5.15

Un dispositivo cilindro-émbolo está unido mediante una válvula a una fuente de aire que fluye por una tubería en régimen estacionario. Inicialmente, el volumen del interior del cilindro es $0,01 \text{ m}^3$, la temperatura del aire del interior es 40°C y la presión es 1 bar. A continuación se abre la válvula en contacto con la línea de suministro de aire, que se mantiene a 6 bar y 100°C . Si la presión en el cilindro permanece constante, calcúlese (a) la masa que entra a través de la válvula, en gramos, y (b) la temperatura final de equilibrio, en grados Celsius, cuando el volumen alcanza $0,02 \text{ m}^3$.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo está unido mediante una válvula a una línea de aire, como se muestra en la Figura 5.37.

Incógnitas. T_f en $^\circ\text{C}$ y m_L en kilogramos.

Modelo. Estado uniforme, flujo uniforme, adiabático, gas ideal.

Metodología. La combinación de los principios de conservación de la energía y de la masa contienen la masa final y la energía interna específica final como incógnitas. Pero se dispone de otras dos relaciones. En primer lugar, la masa final está relacionada con el volumen total conocido y el volumen específico final. En segundo lugar, el volumen específico final y la energía interna específica final están relacionados mediante el postulado de estado a la presión especificada. Estas tres relaciones contienen tres incógnitas.

Análisis. El volumen de control se selecciona de modo que quede justo en el interior de las fronteras sólidas del dispositivo cilindro-émbolo (véase Fig. 5.37). Las formas integradas de las ecuaciones de conservación de la masa y de la energía para este volumen de control son

$$\Delta m_{vc} = m_f - m_i = \int_{t_i}^{t_f} \dot{m}_L dt = m_L$$

$$\Delta E_{vc} = E_f - E_i = Q + W + \int_{t_i}^{t_f} \dot{m}_L \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right) dt$$

En este volumen de control el calor transferido es despreciable, así como los efectos de las energías cinética y potencial. Además el único tipo de trabajo que puede producirse es trabajo de compresión/expansión. En estas condiciones el balance energético se reduce a

$$\Delta U_{vc} = W_{\text{comp/exp}} + \int_{t_i}^{t_f} \dot{m}_L h_L dt$$

donde $W_{\text{comp/exp}} = -\int P dV = -P_f(V_f - V_i)$, puesto que la presión en el volumen de control es constante. Como el flujo por la tubería larga es estacionario, es razonable modelar el proceso de llenado como de flujo uniforme. Así, h_L es constante y su integral con el flujo másico resulta $h_L m_L$. Combinando esta información el balance energético resulta

$$m_f u_f - m_i u_i = -P_f(V_f - V_i) + h_L m_L$$

Las incógnitas en esta ecuación son m_L , m_f y u_f . Sin embargo, las masas están relacionadas mediante

$$m_L = m_f - m_i$$

Por tanto, se tiene realmente una ecuación con dos incógnitas m_f y u_f .

La segunda relación necesaria en este caso se obtiene a partir del volumen final conocido. Téngase en cuenta que $V_f = m_f v_f$. Puesto que V_f es dato, las incógnitas en esta relación son m_f y v_f . Así, se introduce otra incógnita v_f . Sin embargo, u_f y v_f no son variables independientes. Según el principio de estado, a una presión del volumen de control dada, sólo uno de u_f o v_f pueden variar de forma independiente, pero no ambos. Por tanto, la tercera relación que se desea es una ecuación de estado que relacione únicamente u_f y v_f a una P dada, que permite que se satisfagan las dos ecuaciones ya planteadas.

(a) Si se supone que el gas se comporta idealmente, entonces el balance energético desarrollado anteriormente en condiciones adiabáticas toma la forma

$$-P(V_f - V_i) + h_i(m_f - m_i) = m_f c_v T_f - m_i c_v T_i = m_f c_v \frac{PV_f}{m_f R} - m_i c_v T_i =$$

$$= \frac{c_v PV_f}{R} - m_i c_v T_i = \frac{PV_f}{\gamma - 1} - m_i c_v T_i$$

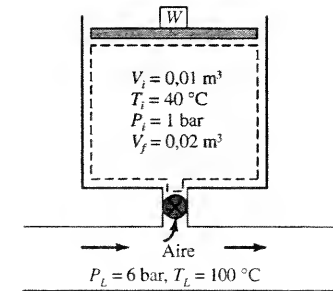


Figura 5.37. Esquema y datos del Ejemplo 5.15.

Así, introduciendo la ecuación de estado de gases ideales y la relación $c_v = R/(\gamma - 1)$, se encuentra que la ecuación resultante contiene sólo la única incógnita m_f . Antes de sustituir los valores numéricos conviene calcular primero la masa inicial dentro del dispositivo cilindro-émbolo:

$$\begin{aligned} m_i &= \frac{PV}{RT} = \frac{1 \text{ bar} \times 0,01 \text{ m}^3}{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/(\text{kmol} \cdot \text{K}) \times 313 \text{ K}} \times \frac{29 \text{ kg}}{\text{kmol}} \\ &= 0,0111 \text{ kg} \\ &= 11,1 \text{ g} \end{aligned}$$

Nótese también que $h_L = c_p T_L$ y que los valores de c_p , c_v y γ están en la Tabla A.3. Al sustituir los valores conocidos en la ecuación de la energía resulta (expresando todos los términos en newton-metro o julios y m_f en gramos)

$$\begin{aligned} & - \left(10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right) (0,02 - 0,01) \text{ m}^3 + \left(1,01 \frac{\text{J}}{\text{g} \cdot \text{K}} \right) (m_f - 11,1 \text{ g})(373 \text{ K}) = \\ & = \frac{\left(10^5 \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \right) (0,02 \text{ m}^3)}{1,4 - 1} - (11,1 \text{ g}) \left(0,72 \frac{\text{J}}{\text{g} \cdot \text{K}} \right) (313 \text{ K}) \\ & (-1.000 \text{ N} \cdot \text{m}) + \left(377 \frac{\text{J}}{\text{g}} \right) m_f - (4.180 \text{ J}) = (5.000 \text{ N} \cdot \text{m}) - (2.500 \text{ J}) \\ & m_f = \frac{(5.000 - 2.500 + 1.000 - 4.180) \text{ J}}{(377 \text{ J/g})} = 20,4 \text{ g} \end{aligned}$$

Así, la masa que entra al dispositivo durante el proceso de llenado es

$$m_L = m_f - m_i = 20,4 - 11,1 = 9,3 \text{ g}$$

(b) La temperatura final de equilibrio se obtiene a partir de la relación de gas ideal:

$$T_f = \frac{PV_f}{m_f R} = \frac{1 \text{ bar} \times 0,02 \text{ m}^3}{20,4 \text{ g} \times 0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/(\text{kmol} \cdot \text{K})} \times \frac{29 \text{ kg}}{\text{kmol}} \times \frac{1.000 \text{ g}}{\text{kg}} = 342 \text{ K} = 69^\circ \text{C}$$

Así, la temperatura de la mezcla resultante en el dispositivo aumenta cerca de 30°C respecto a la temperatura inicial.

5.9. RESUMEN

Después de seleccionar el volumen de control, la aplicación de los principios de conservación de la masa y de la energía a un volumen de control (sistema abierto) empieza con las Ecuaciones [5.1] y [5.15]

$$\frac{dm_{vc}}{dt} = \sum_e \dot{m}_e - \sum_s \dot{m}_s \quad [5.1]$$

$$\frac{dE_{vc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_e \dot{m}_e \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right) - \sum_s \dot{m}_s \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right) \quad [5.15]$$

donde los subíndices e y s indican que las propiedades se evalúan a la entrada o salida del volumen de control. La única restricción en su uso es que la Ecuación [5.15] supone que las propiedades intensivas son uniformes en cualquier frontera permeable. Estas ecuaciones también pueden utilizarse para sistemas cerrados considerando que para un sistema cerrado los términos de flujo másico son idénticamente cero.

El flujo másico \dot{m} y el flujo volumétrico \dot{V} en una superficie de control (frontera del sistema) se definen en función de la velocidad normal a la superficie \mathbf{V}_n del área de la superficie A y de la densidad del fluido ρ mediante las relaciones

$$\dot{m} = \int_{sc} \rho \mathbf{V}_n dA \quad \text{y} \quad \dot{V} = \int_{sc} \mathbf{V}_n dA$$

donde la integral se extiende a la superficie de control (sc) por la que pasa el fluido. En la mayoría de las aplicaciones, la superficie de control se selecciona de modo que el flujo que atraviesa la superficie sea normal a la superficie y el vector velocidad normal igual a la velocidad local, esto es $\mathbf{V}_n = \mathbf{V}$. En muchas corrientes es razonable modelar el flujo como unidimensional y suponer que todas las propiedades en las fronteras permeables son espacialmente uniformes en la superficie permeable. Para un flujo unidimensional, el flujo másico y el flujo volumétrico en la frontera permeable pueden escribirse como

$$\dot{m} = \rho A \mathbf{V}_n = \frac{A \mathbf{V}_n}{v} \quad \text{y} \quad \dot{V} = A \mathbf{V}_n$$

donde $\rho = 1/v$. Para el flujo unidimensional, los flujos másicos y volumétricos están relacionados también mediante la ecuación algebraica $\dot{V} = \dot{m}/\rho = \dot{m}v$.

Con frecuencia los sistemas abiertos y cerrados trabajan en condiciones en las que las propiedades del sistema y todos los flujos de masa y de energía son independientes del tiempo. En estas condiciones, el sistema se modela como *estacionario* y la masa y la energía del sistema permanecen constantes. Así, la variación temporal de la masa y de la energía dentro del sistema son idénticamente cero, es decir, $dm_{vc}/dt = 0$ y $dE_{vc}/dt = 0$.

Muchos dispositivos prácticos, como turbinas, bombas y compresores pueden modelarse como sistemas en régimen estacionario con una entrada (estado 1) y una salida (estado 2). En estas condiciones, la ecuación de conservación de la masa, Ecuación [5.1], se reduce a $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$. Si además el flujo se modela como unidimensional, la ecuación de conservación de la energía, Ecuación [5.15], puede escribirse como

$$q + w = (h_2 - h_1) + \left(\frac{\mathbf{V}_2^2}{2} - \frac{\mathbf{V}_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) = \Delta h + \Delta \left(\frac{\mathbf{V}^2}{2} \right) + g \Delta z \quad [5.22]$$

donde $q = \dot{Q}/\dot{m}$ y $w = \dot{W}/\dot{m}$.

En el análisis de sistemas de flujo no estacionarios suele ser útil integrar las Ecuaciones [5.1] y [5.15] en el intervalo de tiempo $\Delta t = t_2 - t_1$. Cuando se hace esto, la ecuación resulta

$$\Delta m_{vc} = \sum_e \left[\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_e dt \right] - \sum_s \left[\int_{t_1}^{t_2} \dot{m}_s dt \right] = \sum_e m_e - \sum_s m_s \quad [5.25]$$

$$\Delta E_{vc} = Q + W + \quad [5.26]$$

$$+ \sum_e \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_e dt \right] - \sum_s \left[\int_{t_1}^{t_2} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \right) \dot{m}_s dt \right]$$

Para simplificar la aplicación de estas dos ecuaciones se utilizan con frecuencia los modelos de *estado uniforme* para el sistema y *flujo uniforme* para las fronteras permeables.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 5.1G. Explíquese con palabras cuáles son los diferentes mecanismos físicos para transferir energía a un volumen de control.
- 5.2G. ¿Cuáles son los tres tipos posibles de transferencia de trabajo asociados con el flujo de un fluido simple compresible a través de un volumen de control de frontera fija y estacionario?
- 5.3G. Describese con palabras el concepto de trabajo de flujo y cómo conduce a la utilidad de la función entalpía en los análisis de volúmenes de control.
- 5.4G. Describese con palabras qué se exige para que un volumen de control sea estacionario.
- 5.5G. Describanse las condiciones necesarias para que el flujo que atraviesa un volumen de control sea estacionario.
- 5.6G. Explíquense las condiciones necesarias para flujo uniforme.
- 5.7G. En la corriente de un gas ideal a través de una tobera adiabática, razónese si la temperatura aumenta o disminuye.
- 5.8G. Explíquese cómo afecta el calor cedido por una tobera a la velocidad de salida, dados el estado inicial y la presión final.
- 5.9G. Describese qué formas de energía se utilizan para obtener trabajo de una turbina de gas adiabática.
- 5.10G. Describanse los valores relativos entre la entrada y la salida del flujo volumétrico en una turbina de vapor adiabática. Explíquese.
- 5.11G. Describese cualitativamente si se espera que la temperatura de (a) aire, y (b) vapor de agua disminuya durante un proceso de estrangulamiento.

ANÁLISIS DE LA CONTINUIDAD DEL FLUJO

- 5.1. En un tubo de una caldera de 2 cm de diámetro interior constante entra un flujo másico de 0,760 kg/s de agua a 80 °C y 75 bar. El agua sale del tubo de la caldera a 440 °C y a una velocidad de 90,5 m/s. Determinése (a) la velocidad a la entrada del tubo en m/s, y (b) la presión del agua a la salida del tubo en bar.
- 5.2. A un haz de 200 tubos paralelos, cada uno de los cuales tiene un diámetro interno de 2,00 cm, entra oxígeno a 180 kPa y 47 °C.
 - (a) Determinése en m/s la velocidad del gas necesaria a la entrada de los tubos para asegurar un flujo másico total de 5.000 kg/h.
 - (b) Si las condiciones a la salida son 160 kPa y 12,5 m/s, determinése la temperatura de salida en grados Celsius.
- 5.3. A un conducto circular entra un flujo másico de 2,22 kg/s de aire a 300 °C y 400 kPa.
 - (a) Determinése, en metros, el diámetro del tubo necesario para que la velocidad a la entrada sea de 50 m/s.
 - (b) Si el aire sale a 240 °C y 380 kPa a través de un conducto de 20,0 cm de diámetro, determinése la velocidad de salida en m/s.

- 5.4. A un dispositivo que funciona en régimen estacionario entra vapor de agua a 160 bar y 560 °C a una velocidad de 80 m/s. En la salida el fluido es vapor saturado a 2 bar y el área es 1.000 cm². Si el flujo másico es 1.000 kg/min, determinése (a) el área de entrada en centímetros cuadrados, y (b) la velocidad de salida en m/s.
- 5.5I. En un tubo de un cambiador de calor de 1,0 in de diámetro interior constante entra un flujo másico de 1,674 lb_m/s de agua a 150 °F y 1.000 psia. El agua sale del tubo de la caldera a 800 °F a una velocidad de 268,8 ft/s. Determinése (a) la velocidad a la entrada del tubo en ft/s, y (b) la presión del agua a la salida del tubo en psia.
- 5.6I. A un haz de 300 tubos paralelos, cada uno de los cuales tiene un diámetro interno de 1,00 in, entra monóxido de carbono a 20 psia y 140 °F.
 - (a) Determinése, en ft/s, la velocidad del gas necesaria a la entrada de los tubos para asegurar un flujo másico total de 15.000 lb_m/h.
 - (b) Si las condiciones a la salida son 18,5 psia y 23,0 ft/s, determinése la temperatura de salida en grados Fahrenheit.
- 5.7I. A un conducto circular entra un flujo másico de 4,40 lb_m/s de aire a 560 °F y 60 psia.
 - (a) Determinése, en metros, el diámetro del tubo necesario para que la velocidad a la entrada sea de 150 ft/s.
 - (b) Si el aire sale a 420 °F y 55 psia a través de un conducto de 8,20 in de diámetro, determinése la velocidad de salida en ft/s.
- 5.8. A un volumen de control en régimen estacionario entra refrigerante 134a a 5 bar, 100 °C y 7,0 m/s, siendo el diámetro del conducto de entrada de 0,10 m. A la salida del volumen de control la presión es 0,60 bar y el fluido tiene una calidad del 70 por 100. Si la salida tiene un diámetro de 0,20 m, determinése (a) el flujo másico en kg/s, y (b) la velocidad de salida en m/s.
- 5.9. A una turbina entra vapor de agua a 60 bar y 500 °C a una velocidad de 100 m/s y sale como vapor saturado a 0,60 bar. El conducto de entrada a la turbina tiene un diámetro de entrada de 0,60 m y el diámetro de salida es 4,5 m. Determinése (a) el flujo másico en kg/h, y (b) la velocidad de salida en m/s.
- 5.10. En un dispositivo en régimen estacionario entran 0,50 kg/min de vapor saturado de refrigerante 134a a 5 bar y una velocidad de 4,0 m/s. El área de salida es 0,90 cm² y la temperatura y la presión a la salida son 60 °C y 4,0 bar respectivamente. Determinése (a) el área de entrada en centímetros cuadrados, y (b) la velocidad de salida en m/s.
- 5.11I. A un volumen de control en régimen estacionario entra refrigerante 134a a 80 psia, 200 °F y 22 ft/s, siendo el diámetro del conducto de entrada de 0,30 ft. A la salida del volumen de control la presión es 10 psia y el fluido tiene una calidad del 70 por 100. Si la salida tiene un diámetro de 0,60 ft, determinése (a) el flujo másico en lb_m/s, y (b) la velocidad de salida en ft/s.
- 5.12I. A una turbina entra vapor de agua a 1.000 psia y 1.000 °F a una velocidad de 210 ft/s y sale como vapor saturado a 2,0 psia. El conducto de entrada a la turbina tiene un diámetro de entrada de 1,5 ft y el diámetro de salida es 12 ft. Determinése (a) el flujo másico en lb_m/s, y (b) la velocidad de salida en ft/s.
- 5.13. A una turbina entra vapor de agua a 40 bar, 440 °C y 100 m/s, teniendo la sección de entrada 0,050 m². El fluido sale a 0,30 bar, con una calidad

- del 90 por 100 y una velocidad de 200 m/s. Determínese (a) el flujo másico en kg/s, y (b) el área de salida en metros cuadrados.
- 5.14. 50 kg/s de aire, que inicialmente se encuentran a 0,25 MPa y 80 °C, circulan por un conducto de 100 cm² de sección. Aguas abajo, en otra posición, la presión es 0,35 MPa, la temperatura 100 °C y la velocidad 20 m/s. Determínese (a) la velocidad de entrada en m/s, y (b) el área de salida en centímetros cuadrados.
- 5.15. Por un conducto de sección variable circula aire. A la entrada del conducto, la presión es 6,0 bar, la temperatura 27 °C, el área 35,0 cm² y la velocidad 60 m/s. A la salida del conducto, las condiciones son 5,0 bar y 50 °C y el área de la sección transversal es 20,0 cm². Calcúlese (a) el flujo másico en kg/s, y (b) la velocidad de salida en m/s.
- 5.16. A un volumen de control en régimen estacionario entran 18,0 kg/min de oxígeno a una velocidad de 20 m/s por una sección de 0,0080 m². La temperatura inicial es 27 °C. El fluido sale del volumen de control a 50 m/s y 1,8 bar por una sección de 0,0030 m². Determínese (a) la presión de entrada en bar, y (b) la temperatura de salida en kelvin.
- 5.17. A un dispositivo en régimen estacionario entra dióxido de carbono a 27 °C con una velocidad de 25 m/s por una sección de 4.800 cm². A la salida del dispositivo la presión y la temperatura son 0,14 MPa y 47 °C respectivamente y el gas circula a una velocidad de 9 m/s por una sección de 7.500 cm². Determínese (a) el flujo másico en kg/s, y (b) la presión de entrada en megapascuales. Supóngase comportamiento de gas ideal.
- 5.18I. A un conducto de 0,10 ft² de sección entran 100 lb_m/min de aire a 30 psia y 140 °F. Aguas abajo, en otra sección, el estado es 50 psia y 140 °F y la velocidad es 50 ft/s. Determínese (a) la velocidad de entrada en ft/s, y (b) el área de salida en pies cuadrados.
- 5.19I. A la entrada de un conducto el estado del aire es 100 psia, 80 °F, 175 ft/s y la sección de la corriente es 6,0 in². A la salida del conducto las condiciones son 80 psia y 120 °C y el área de la sección transversal es 4,0 in². Calcúlese (a) el flujo másico en lb_m/s, y (b) la velocidad de salida en ft/s.
- 5.20. Por una manguera de jardín de 2,50 cm de diámetro interior circula agua a 20 °C y 0,20 MPa y sale por una tobera de 0,60 cm de diámetro de salida. La velocidad de salida es 6,0 m/s. Determínese (a) el flujo másico en kg/s, y (b) la velocidad en la manguera en m/s.
- 5.21. Por un conducto largo circula agua líquida a 15 °C. En la posición 1 del conducto el diámetro interior es 15 cm y la velocidad es 0,9 m/s. En la posición 2 aguas abajo de la posición 1, la velocidad es 3,6 m/s. Determínese (a) el flujo másico en kg/min, y (b) el diámetro interior del conducto en la posición 2 en centímetros.
- 5.22I. A una manguera de jardín de 1,0 in de diámetro interior entra agua a 60 °F y 20 psia y sale a 20 ft/s a través de una tobera de 0,25 in de diámetro de salida. Determínese (a) el flujo másico en lb_m/s, y (b) la velocidad en la manguera en ft/s.
- 5.23I. A un conducto largo de 12 in de diámetro interior inicial (posición 1) entra agua a 40 °F a 2,5 ft/s. En la posición 2 aguas abajo de la posición 1, el diámetro interior es de 8 in. Determínese (a) el flujo másico en lb_m/h, y (b) la velocidad del fluido en la posición 2, en ft/s.

- 5.24. A un ventilador de 0,7 m de diámetro entra aire a 22 °C y 99 kPa. Se descargan 0,6 m³/s de aire a 24 °C y 102 kPa. Determínese (a) el flujo másico en kg/s, (b) el flujo volumétrico a la entrada, en m³/s, y (c) las velocidades de entrada y salida, en m/s.
- 5.25. A un compresor entra un flujo másico de 2 kg/min de refrigerante 134a a 2,4 bar y 0 °C. (a) Si la velocidad de entrada es de 10 m/s, determínese el diámetro del conducto de entrada, en pulgadas. (b) Si el estado de salida es 50 °C y 8 bar y el diámetro del conducto de salida es el mismo que el de entrada, determínese la velocidad de salida, en m/s.
- 5.26I. A un compresor entra un flujo másico de 4 lb_m/min de refrigerante 134a a 40 psia y 40 °F. (a) Si la velocidad de entrada es de 30 ft/s, determínese el diámetro del conducto de entrada, en pulgadas. (b) Si el estado de salida es 140 °F y 160 psia y el diámetro del conducto de salida es el mismo que el de entrada, determínese la velocidad de salida, en ft/s.
- 5.27. Un flujo volumétrico de 0,1 m³/min de un aceite de densidad relativa 0,90 entra a una bomba a 20 °C a través de un conducto de 10 cm de diámetro. El diámetro de salida del conducto es 7 cm y la corriente es isoterma. Determínese (a) el flujo másico en kg/s, (b) la velocidad de entrada en m/s, y (c) la velocidad de salida, en m/s.
- 5.28. Un flujo volumétrico de 0,2 m³/min de agua a 20 °C y 1 bar entra a una bomba a través de un conducto de 15 cm. Antes de salir de la bomba el líquido a 20 °C se divide en dos corrientes que pasan por los conductos de salida de diámetros 5 y 7 cm. El flujo másico en el conducto de 5 cm es 2 kg/s. Determínese la velocidad en cada uno de los conductos de salida en m/s.

TOBERAS Y DIFUSORES

- 5.29. A una tobera entra aire a 1,8 bar, 67 °C y 48 m/s. A la salida la presión es de 1 bar y la velocidad es 6 veces su valor inicial. Si el área de entrada es 100 cm², determínese (a) la temperatura a la salida en grados Celsius, y (b) el área de salida de la tobera adiabática en centímetros cuadrados.
- 5.30. 2 kg/s de argón monoatómico circulan por una tobera adiabática. El estado de entrada es 500 K y 5 bar, mientras que el estado de salida es 400 K y 1 bar. Si la relación de áreas de entrada y salida es 2, determínese la velocidad de salida en m/s.
- 5.31. A una tobera de 0,1 m² de sección de entrada entra aire a 5 bar y 320 K. Sale a 1 bar y 300 K a través de un conducto de 0,047 m² de sección. Determínese (a) la velocidad de salida en m/s, y (b) el flujo másico en kg/s.
- 5.32. A una tobera aislada entra nitrógeno gaseoso a 200 kPa con una velocidad despreciable. A la salida de la tobera el estado del fluido es 120 kPa y 27 °C y la sección es 10,0 cm². Si el flujo másico es 0,20 kg/s, determínese (a) la velocidad en m/s, y (b) la variación de temperatura en grados Celsius.
- 5.33. A una tobera adiabática entra refrigerante 134a a 5 bar y 90 m/s. A la salida el fluido es vapor saturado a 3,2 bar y tiene una velocidad de 177 m/s. Determínese (a) la temperatura de entrada en grados Celsius, y (b) el flujo másico en kg/s, si el área de salida es 6,0 cm².

- 5.34. A una tobera entra vapor de agua a 30 bar y 320 °C y sale a 15 bar y una velocidad de 535 m/s. El flujo másico es 8.000 kg/h. Despreciando la velocidad de entrada y considerando el flujo adiabático, calcúlese (a) la entalpía a la salida en kJ/kg, (b) la temperatura a la salida en grados Celsius, y (c) el área de salida de la tobera en centímetros cuadrados.
- 5.35. Una tobera adiabática admite aire a 3 bar, 200 °C y 50 m/s. Las condiciones de salida son 2 bar y 150 °C. Determinése la relación de áreas de salida y entrada A_2/A_1 .
- 5.36. Un difusor adiabático se utiliza para reducir la velocidad de una corriente de aire de 250 a 40 m/s. Las condiciones de entrada son 0,1 MPa y 400 °C. Determinése, en metros cuadrados, el área de salida necesaria si el flujo másico es 7 kg/s y la presión final es 0,12 MPa.
- 5.37. A un difusor adiabático entra refrigerante 134a como vapor saturado a 26 °C con una velocidad de 95 m/s. A la salida la presión y la temperatura son 7 bar y 30 °C respectivamente. Si el área de salida es 50 cm², determinése (a) la velocidad de salida en m/s, y (b) el flujo másico en kg/s.
- 5.381. El estado de entrada de refrigerante 134a a una tobera adiabática es 80 psia y 100 ft/s. A la salida el fluido es vapor saturado a 60 psia y tiene una velocidad de 535 ft/s. Determinése (a) la temperatura de entrada en grados Fahrenheit, y (b) el flujo másico, en lb_m/s, si el área de salida es 0,016 ft².
- 5.391. A una tobera entra vapor de agua a 400 psia y 600 °F. El vapor sale a 200 psia y una velocidad de 1.475 ft/s y el flujo másico es 18.000 lb_m/h. Despreciando la velocidad de entrada y considerando el flujo adiabático, calcúlese (a) la entalpía a la salida en Btu/lb_m, (b) la temperatura a la salida en grados Fahrenheit, y (c) el área de salida de la tobera en pies cuadrados.
- 5.401. En una tobera se expande aire desde 25 psia, 200 °F y 100 ft/s hasta 15 psia y 80 °F. Las pérdidas de calor son 2,0 Btu/lb_m. Determinése (a) la velocidad de salida en ft/s, y (b) la relación de áreas salida y entrada.
- 5.41. Por una tobera perfectamente aislada circula en régimen estacionario agua en estado de líquido comprimido. A la presión de entrada la temperatura y la velocidad son 4,0 bar y 15,0 °C, respectivamente, y el área es 10,0 cm². En la salida el área es 2,50 cm² y la temperatura es 15,05 °C. Considérese que el agua es incompresible, siendo $v = 1,001 \times 10^{-3}$ m³/kg y $c_p = 4,19$ kJ/kg · K. Determinése (a) el flujo másico en kg/s, (b) la velocidad de salida en m/s, y (c) la presión de salida en bar.
- 5.42. Por una tobera perfectamente aislada circula en régimen estacionario agua en estado de líquido comprimido. En la entrada la presión, la temperatura y la velocidad son 3,2 bar, 20,0 °C y 4 m/s respectivamente y el área es 16,0 cm². En la salida el área es 4,0 cm² y la presión 1,5 bar. Considérese que el agua es incompresible, siendo $v = 1,002 \times 10^{-3}$ m³/kg y $c_p = 4,19$ kJ/kg · K. Determinése (a) el flujo másico en kg/s, (b) la velocidad de salida en m/s, y (c) la variación de temperatura en grados Celsius.
- 5.43. A un difusor entra aire a 0,7 bar, 57 °C con una velocidad de 200 m/s. En la salida, donde el área es un 20 por 100 mayor que la de la entrada, la presión es de 1,0 bar. Determinése la temperatura de salida en grados Celsius y la velocidad de salida en m/s si (a) el proceso es adiabático, y (b) el fluido cede un calor de 40 kJ/kg cuando pasa por el dispositivo.

- 5.44. A un difusor adiabático entra vapor de agua saturado a 110 °C a una velocidad de 220 m/s. A la salida la presión y la temperatura son 1,5 bar y 120 °C respectivamente. Si el área de salida es 50 cm², determinése (a) la velocidad de salida, y (b) el flujo másico en kg/s.
- 5.45. A un difusor adiabático entra refrigerante 134a a 1,8 bar y 20 °C a una velocidad de 140 m/s. El área de entrada es 10,0 cm². En la salida las condiciones son 2,0 bar y 50 m/s. Determinése (a) el flujo másico en kg/s, (b) la entalpía de salida en kJ/kg, (c) la temperatura de salida en grados Celsius, y (d) el área de salida en centímetros cuadrados.
- 5.461. A una tobera perfectamente aislada que funciona en régimen estacionario entra agua en estado de líquido comprimido a 60 psia, 50,0 °F y 10 ft/s, siendo el área de entrada 2,0 in². A la salida el área es 0,50 in² y la temperatura es 50,10 °F. Considérese que el agua es incompresible, con $c_p = 1,00$ Btu/lb_m · °R. Determinése (a) El flujo másico en lb_m/s, (b) la velocidad de salida en ft/s, y (c) la presión de salida en psia.
- 5.471. A una tobera perfectamente aislada que funciona en régimen estacionario entra agua en estado de líquido comprimido a 50 psia, 70,0 °F y 12 ft/s, siendo el área de entrada 3,0 in². A la salida el área es 0,75 in² y la presión es 20 psia. Considérese que el agua es incompresible, con $v = 0,0160$ ft³/lb_m y $c_p = 1,00$ Btu/lb_m · °R. Determinése (a) El flujo másico en lb_m/s, (b) la velocidad de salida en ft/s, y (c) la temperatura de salida en grados Fahrenheit.
- 5.481. Un difusor adiabático reduce la velocidad de una corriente de nitrógeno de 714 a 120 ft/s. Las condiciones de entrada son 15 psia y 160 °F. Determinése el área de salida necesaria en pulgadas cuadradas si el flujo másico es 15 lb_m/s y la presión final es 17,7 psia.
- 5.491. A un difusor de un aerorreactor entra aire a 10 psia, 140 °F con una velocidad de 800 m/s. En la salida, donde el área es un 28 por 100 mayor que en la entrada, la presión es 13 psia. Determinése la temperatura a la salida en grados Fahrenheit y la velocidad de salida en ft/s si el fluido pierde un calor de 2 Btu/lb_m.
- 5.501. A un difusor adiabático entra vapor de agua saturado a 200 °F a una velocidad de 1.100 ft/s. A la salida la presión y la temperatura son 14,7 psia y 250 °F respectivamente. Si el área de salida es 8,0 in², determinése (a) la velocidad de salida en ft/s, y (b) el flujo másico en lb_m/s.
- 5.511. A un difusor adiabático entra refrigerante 134a a 180 psia y 220 °F a una velocidad de 495 ft/s. El área de entrada es 4,0 in². En la salida las condiciones son 200 psia y 103 ft/s. Determinése (a) el flujo másico en lb_m/s, (b) la entalpía de salida en Btu/lb_m, (c) la temperatura de salida en grados Fahrenheit, y (d) el área de salida en pulgadas cuadradas.
- 5.52. Al difusor de un avión de altas prestaciones entra aire a 57 mbar, -53 °C y 880 m/s a través de una sección de 0,52 m². La velocidad de salida es 18 m/s y el área de salida es 0,93 m². Calcúlese (a) la temperatura de salida del aire en kelvin, (b) el flujo másico en kg/s, y (c) la presión de salida en bar.

TURBINAS

- 5.53. Una turbina adiabática de vapor de agua funciona con unas condiciones de entrada de 120 bar, 480 °C y 100 m/s y la corriente pasa por una sección de 100 cm². En la salida la calidad es del 90 por 100 a 1 bar y la

- velocidad es 50 m/s. Determínese (a) la variación de energía cinética en kJ/kg, (b) el trabajo en eje en kJ/kg, (c) el flujo másico en kg/s, (d) la potencia obtenida en kilovatios, y (e) el área de salida en metros cuadrados.
- 5.54. Una turbina de gas pequeña que funciona con hidrógeno proporciona 28 kW. El gas entra al dispositivo en régimen estacionario a 75 m/s a través de una sección de $0,0020 \text{ m}^2$. El estado de entrada es 240 kPa y 500 K. El estado de salida es 100 kPa y 380 K y el área de salida es $0,00160 \text{ m}^2$. Calcúlese (a) la velocidad final en m/s, y (b) el calor transferido en kJ/min.
- 5.55. Por una turbina circulan en régimen estacionario 20.000 kg/h de vapor de agua, que entra a 4 bar y 440°C y sale a 0,20 bar y una calidad del 90 por 100. Se pierde un calor de 20 kJ/kg. El conducto de entrada tiene un diámetro de 8 cm y la sección de salida es rectangular, de dimensiones 0,9 m por 1,1 m. Calcúlese (a) la variación de energía cinética, y (b) la potencia obtenida, expresando ambos resultados en kilovatios.
- 5.56. A una turbina entra aire en régimen estacionario a 6 bar, 740 K y 120 m/s. Las condiciones de salida son 1 bar, 450 K y 220 m/s. Se cede una calor de 15 kJ/kg y el área de entrada es $4,91 \text{ cm}^2$. Determínese (a) la variación de energía cinética en kJ/kg, (b) la potencia obtenida en kilovatios, y (c) la relación de diámetros de los conductos de entrada y salida.
- 5.57. Una turbina de aire de 240 kW de potencia de salida tiene unas condiciones de entrada de 840 K, 1,0 MPa y 18 m/s. El estado de salida es 420 K y 0,1 MPa. Los conductos de entrada y de salida tienen un diámetro de 0,10 m. Determínese (a) la variación de entalpía en kJ/kg, (b) la variación de energía cinética en kJ/kg, (c) el flujo másico en kg/min, y (d) el flujo de calor en kJ/min.
- 5.58I. Una turbina de vapor de agua funciona con unas condiciones de entrada de 1.000 psia, 800°F y 300 ft/s y la corriente circula por una sección de 20 in^2 . En la salida las condiciones son 500 °F, 200 psia y la velocidad es 140 ft/s. El flujo de calor perdido es 17.000 Btu/min. Determínese (a) la variación de energía cinética en Btu/lb_m, (b) el flujo másico en lb_m/min, (c) el trabajo en eje en Btu/lb_m, (d) la potencia de salida en hp, y (e) el área de salida en pulgadas cuadradas.
- 5.59I. En una turbina de gas de 18 hp se utiliza helio. El gas entra al dispositivo estacionario a 220 ft/s por una sección de $0,020 \text{ ft}^2$. El estado de entrada es 40 psia y 440°F . El estado de salida es 15 psia y 220°F y el área de salida es $0,0270 \text{ ft}^2$. Calcúlese (a) la velocidad final en ft/s, y (b) el flujo de calor en Btu/min.
- 5.60I. A una turbina que funciona en régimen estacionario entran 300.000 lb_m/h de vapor de agua a 700 psia y 700°F . El vapor sale como vapor saturado a 1 psia y se pierde un calor de 4 Btu/lb_m. El conducto de entrada tiene un diámetro de 12 in y la sección de salida es rectangular, de dimensiones 16 ft por 7 ft. Calcúlese (a) la variación de energía cinética en Btu/lb_m, y (b) la potencia obtenida en hp.
- 5.61I. A una turbina entra aire en régimen estacionario a 90 psia, 940°F y 480 ft/s. Las condiciones de salida son 15 psia, 440°F y 240 ft/s. Se pierde un calor de 6 Btu/lb_m y el área de entrada es $31,5 \text{ in}^2$. Determínese (a) la variación de energía cinética en Btu/lb_m, (b) la potencia obtenida en hp, y (c) la relación de diámetros de los conductos de entrada y salida.

- 5.62. A una turbina que funciona en régimen estacionario entra refrigerante 134a a 10 bar, 70°C y 35 m/s a través de una entrada de 32 cm^2 de sección. En la salida las condiciones son 1 bar, 0°C y 75 m/s. La potencia desarrollada es 200 kW. Determínese (a) el flujo másico en kg/s, (b) el flujo de calor en kJ/min, y (c) el área de salida en centímetros cuadrados.
- 5.63. A una turbina entra vapor de agua en unas condiciones de 80 bar, 440°C y 49 m/s. En la salida el estado es 0,2 bar, calidad del 90 por 100 y 80 m/s. La potencia obtenida es 18.000 kW y el área de entrada es $0,0165 \text{ m}^2$. Calcúlese el flujo de calor en kJ/min y su sentido.
- 5.64. A una turbina aislada entran $2,2 \times 10^6 \text{ kg/h}$ de vapor de agua a 16 MPa y 480°C . De la turbina se sangra el 20 por 100 a 1 MPa y 280°C . El vapor restante sigue expandiéndose hasta salir de la turbina como vapor saturado a 0,008 MPa. La velocidad del vapor sangrado es 30 m/s y los efectos de la energía cinética y potencial son despreciables. Determínese (a) el diámetro del conducto de sangrado en m, y (b) la potencia desarrollada por la turbina en kilovatios.

COMPRESORES Y VENTILADORES

- 5.65. A un compresor entra un flujo volumétrico de $4,5 \text{ m}^3/\text{s}$ de aire a 22°C y 1 bar por una sección de $0,030 \text{ m}^2$. El estado a la salida es 400 K, 2,4 bar y 70 m/s. El flujo de calor perdido es 900 kJ/min. Determínese (a) la velocidad de entrada en m/s, (b) el flujo másico en kg/s, y (c) la potencia suministrada en kilovatios.
- 5.66. En el compresor de un acondicionador de aire comercial entra refrigerante 134a a 0°C y 2 bar y sale a 60°C y 12 bar. El flujo volumétrico a la entrada es $0,5 \text{ m}^3/\text{min}$ y el calor perdido 5 kJ/kg. Calcúlese el coste en dólares del funcionamiento del motor del compresor durante 30 días. La electricidad cuesta $0,12 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$ y el motor funciona la quinta parte del tiempo.
- 5.67. Un compresor de hidrógeno tiene unas pérdidas de calor de 35 kW. Las condiciones de entrada son 320 K, 0,2 MPa y 100 m/s. Los conductos de entrada y salida tienen un diámetro de 0,10 m. El estado de salida es 1,2 MPa y 520 K. Determínese (a) la variación de energía cinética en kJ/kg, (b) el flujo másico en kg/min, y (c) la potencia en eje, en kilovatios, utilizando los datos de la Tabla A.11.
- 5.68. Se comprime dióxido de carbono desde 0,1 MPa y 310 K hasta 0,5 MPa y 430 K. El flujo volumétrico necesario en las condiciones de entrada es $30 \text{ m}^3/\text{min}$. La variación de energía cinética es despreciable, pero se pierde un calor de 4,0 kJ/kg. Determínese la potencia necesaria, en kilovatios, utilizando los datos de la Tabla A.9.
- 5.69. Un compresor de aire por el que pasan $300 \text{ m}^3/\text{min}$ en la entrada aumenta la presión de 1,0 a 2,3 bar y cede un flujo de calor de 1.700 kJ/min. La temperatura y área de entrada son 17°C y 280 cm^2 respectivamente, y estas magnitudes a la salida son 137°C y 200 cm^2 . Calcúlese (a) las velocidades de entrada y salida del gas en m/s, y (b) la potencia necesaria en kilovatios.
- 5.70. Un compresor refrigerado por agua cambia el estado del refrigerante 134a desde vapor saturado a 1 bar hasta una presión de 8 bar. El área de entrada es 5 cm^2 , el flujo másico es $0,9 \text{ kg/min}$ y el agua de refrigera-

- ción extrae un flujo de calor de 140 kJ/min. Si la potencia suministrada es 3,0 kW, determínese (a) la temperatura de salida en grados Celsius, y (b) la velocidad de entrada en m/s.
- 5.71. A un compresor de un gran acondicionador de aire comercial entran en régimen estacionario 2.000 kg/h de refrigerante 134a a 0,6 bar y 0 °C por un conducto de 7 cm de diámetro interior. El gas se descarga a 7 bar y 80 °C a través de un conducto de 2 cm de diámetro. Durante el proceso se cede al ambiente un flujo de calor de 40.000 kJ/h. Determínese (a) las velocidades de entradas y salida en m/s, y (b) el coste del funcionamiento del motor del compresor durante 1 día. La electricidad cuesta 0,13 \$/kW · h y el motor funciona la cuarta parte del tiempo.
- 5.72. Se comprime un flujo de 18 kg/min de aire desde 1 bar y 290 K hasta 5 bar y 450 K. El área de entrada es 0,025 m², el área de salida es 0,0025 m² y se pierde un calor de 50 kJ/kg. Como datos de propiedades, tómense los datos de capacidad térmica a 400 K. Determínese (a) las velocidades de entrada y salida en m/s, (b) el flujo volumétrico en la entrada en m³/min, y (c) la potencia necesaria en kilovatios.
- 5.73. Un compresor se alimenta con 50 kg/h de vapor de agua saturado a 0,04 bar y descarga el fluido a 1,5 bar y 120 °C. La potencia necesaria es 2,4 kW y el área de entrada es 40 cm². Determínese (a) el flujo de calor cedido por el fluido en kJ/min, y (b) la velocidad de entrada en m/s.
- 5.741. Las condiciones de entrada de un compresor de hidrógeno son 560 °R, 2,0 atm y 250 ft/s. Los conductos de entrada y salida tienen un diámetro de 0,30 ft. El estado del fluido a la salida es 12 atm y 940 °R y se pierde un flujo de calor de 2.000 Btu/min. Determínese (a) la variación de energía cinética en Btu/lb_m, (b) el flujo másico en lb_m/min, y (c) la potencia en eje, en hp, utilizando los datos de la Tabla A.111.
- 5.751. Un compresor de aire aumenta la presión desde 15 a 35 psia y se extrae un flujo de calor de 750 Btu/min. La temperatura y el área de entrada son 70 °F y 0,96 ft² respectivamente y estas magnitudes en la salida son 280 °F y 0,90 ft². Si el flujo volumétrico a la entrada es 10.000 ft³/min, calcúlese (a) las velocidades de entrada y de salida del gas en ft/s, y (b) la potencia necesaria en hp.
- 5.761. En un compresor refrigerado por agua, el refrigerante 134a pasa de vapor saturado a 20 psia a una presión final de 120 psia. El flujo másico es 2,0 lb_m/min y el flujo de calor extraído es 129,4 Btu/min. Si la potencia suministrada es 4 hp y el área de entrada es 0,5 in², determínese (a) la temperatura de salida en grados Fahrenheit, y (b) la velocidad de entrada en pies por segundo.
- 5.77. Un ventilador recibe aire a 970 mbar, 20,0 °C y 3 m/s y lo descarga a 1,020 mbar, 21,6 °C y 18 m/s. Si la corriente es adiabática y entran 50 m³/min, determínese la potencia suministrada en kilovatios.

CAMBIADORES DE CALOR

- 5.78. Por el interior de 20 tubos de un cambiador de calor de carcasa y tubos circula un flujo total de 240 kg/min de agua líquida a 5 bar y 140 °C, y salen a 4,8 bar y 60 °C. El agua se enfría haciendo pasar un flujo volumétrico de 1.000 m³/min de aire inicialmente a 110 kPa y 25 °C por la carcasa del cambiador. La presión de salida del aire es 105 kPa. Deter-

- mínese (a) la temperatura de salida del aire en grados Celsius, (b) el área de entrada de la corriente, en metros cuadrados, si la velocidad de entrada del aire es 25 m/s, y (c) la velocidad de entrada del agua, en m/s, si cada tubo tiene un diámetro de 2,0 cm.
- 5.79. Por un cambiador de calor circulan 10,0 kg/s de refrigerante 134a a 10 bar y 38 °C y salen a 9,0 bar y 80 °C. Intercambian calor con una corriente de vapor de agua que entra a 1 bar y 200 °C.
- (a) Si el vapor de agua sale del cambiador de calor como vapor saturado a 1 bar, determínese el flujo másico en kg/s.
- (b) Considerando el mismo cambio de estado, el flujo de refrigerante se limita a 5 kg/s. Si el flujo másico de vapor sigue siendo el mismo, determínese la temperatura de salida del vapor en grados Celsius.
- 5.80. En un sistema de aire acondicionado entra un flujo volumétrico de 1,20 m³/s de aire seco a 30 °C y 0,11 MPa. El aire se enfría intercambiando calor con una corriente de refrigerante 134a que entra al cambiador de calor a -12 °C y una calidad del 20 por 100. Supóngase que, para las dos corrientes, el intercambio de calor se realiza a presión constante. El refrigerante 134a sale como vapor saturado y extrae del aire un calor de 22 kJ/s. Calcúlese (a) el flujo másico necesario de refrigerante 134a, en kg/s, y (b) la temperatura del aire que sale del cambiador de calor en grados Celsius.
- 5.81. Se condensa vapor de agua en el exterior de un cambiador de calor de tubos en cuyo interior circula aire. El aire entra a 1,20 bar, 20 °C y 10 m/s y sale a 80 °C. El flujo másico de vapor es 5 kg/min, entra a 3 bar y 200 °C y sale como líquido saturado. Calcúlese (a) el flujo másico de aire necesario en kg/min, y (b) el área de entrada del conducto de la corriente de aire en metros cuadrados.
- 5.82. A los tubos de un cambiador de calor de carcasa y tubos entra vapor de agua a 20 bar y 400 °C y sale del dispositivo a 200 °C. El vapor se refrigera al pasar aire, que se encuentra inicialmente a 1,5 bar y 27 °C, por el exterior de los tubos. El flujo volumétrico de aire a la entrada es 50 m³/min y la temperatura de salida del aire es 277 °C. La sección transversal de un tubo es 4 cm² y las caídas de presión son despreciables. Determínese (a) El flujo de calor intercambiado entre los dos fluidos, en kJ/min, y (b) el número de tubos necesario si la velocidad de entrada del vapor es 2,0 m/s.
- 5.83. A un cambiador de calor entra aire a 27 °C y 130 kPa y sale a 227 °C y 120 kPa. Al cambiador de calor entra vapor de agua a 600 °C y 1.500 kPa. A la salida el vapor pasa por un dispositivo de estrangulamiento que cambia el estado de salida a 100 kPa y 80 °C. Las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables. El flujo másico de aire es 165 kg/s. En estas condiciones, (a) calcúlese el flujo másico de vapor en kg/s. (b) A continuación, todas las condiciones del aire permanecen iguales, así como las presiones del lado agua y el flujo másico del vapor calculado en el apartado a. Calcúlese, en grados Celsius, la temperatura de entrada máxima permitida para el vapor de modo que el agua que sale del dispositivo de estrangulamiento lo haga en estado líquido.
- 5.841. Por el interior de 28 tubos de un cambiador de calor de carcasa y tubos circula un flujo másico total de 250 lb_m/min de agua líquida. El líquido entra a 80 psia y 250 °F y sale a 70 psia y 100 °F. El agua se enfría al pasar por la carcasa del cambiador de calor un flujo volumétrico de aire a la entrada de 17.550 ft³/min, inicialmente a 14,8 psia y 80 °F. La

presión de salida del aire es 14,6 psia. Determínese (a) la temperatura de salida del aire en grados Fahrenheit, (b) el área de entrada de la corriente de aire, en pies cuadrados, si la velocidad de entrada del aire es 50 ft/s, y (c) la velocidad de entrada del agua, en ft/s, si cada tubo tiene un diámetro de 0,50 in.

- 5.851. A un sistema de aire acondicionado entra un flujo volumétrico de 30 ft³/s de aire a 100 °F y 14,7 psia. El aire se enfría intercambiando calor con una corriente de refrigerante 134a que entra al cambiador de calor a -20 °F y una calidad del 10 por 100. Supóngase que para las dos corrientes el intercambio de calor se realiza a presión constante. El refrigerante 134a sale como vapor saturado y se transfiere un calor de 20 Btu/s del aire al refrigerante. Calcúlese (a) el flujo másico necesario de refrigerante 134a, en lb_m/s, y (b) la temperatura del aire que sale del cambiador de calor, en grados Fahrenheit.
- 5.86. Se calienta aire haciéndolo pasar alrededor de tubos que contienen vapor de agua. El flujo másico de vapor es 8 kg/min que entran a los tubos del cambiador de calor a 300 kPa y 200 °C y salen a 180 kPa y 100 °C. El aire entra a 100 kPa y 25 °C y sale a 47 °C. La velocidad de entrada del vapor es 5 m/s y el diámetro interior de los tubos es 2 cm. Determínese (a) el flujo de calor transferido al aire en kW, (b) el flujo volumétrico de aire a la entrada en m³/s, y (c) el número de tubos necesario.
- 5.87. A un cambiador de calor entra vapor de agua como vapor saturado a 1,5 bar y sale a 1 bar con una calidad del 10 por 100. También entran 1,5 kg/s de aire a 1,1 bar y 20 °C y salen a 1 bar y 80 °C. El 10 por 100 del calor cedido por el vapor se va al entorno. Determínese (a) la relación de áreas de salida y entrada del vapor necesaria para que la variación de energía cinética del vapor sea cero, y (b) el flujo másico de vapor en kg/min.

PROCESOS DE MEZCLA

- 5.88. A una cámara de mezcla entra agua de dos fuentes. Una fuente suministra un flujo másico de 2.000 kg/h de vapor de 90 por 100 de calidad. La segunda fuente suministra 2.790 kg/h de vapor a 280 °C. El proceso de mezcla es adiabático y se realiza a una presión constante de 10 bar, siendo la velocidad de salida 8,9 m/s. Determínese (a) la temperatura de salida en grados Celsius, y (b) el diámetro del conducto de salida en centímetros.
- 5.89. En un calentador abierto del agua de alimentación se mezclan agua líquida y vapor de agua. Un flujo másico de 100 kg/min de agua fría entra a 50 °C y 5 bar. El vapor entra a 5 bar y 180 °C y la mezcla resultante sale como líquido saturado a 5 bar a una velocidad de 0,60 m/s. El calentador funciona con unas pérdidas de calor al ambiente de 151.920 kJ/min. Determínese (a) el flujo másico de vapor que entra en kg/min, y (b) el diámetro del conducto de salida del calentador en centímetros.
- 5.90. Un calentador abierto del agua de alimentación funciona a 7 bar. Por una toma entra agua en estado de líquido comprimido a 35 °C, por otra toma entra vapor de agua sobrecalentado y la mezcla sale del dispositivo como líquido saturado. Determínese, en grados Celsius, la temperatura del vapor que entra si la relación de flujos másicos de líquido comprimido a vapor sobrecalentado es 4,52:1.

- 5.91. En una cámara aislada se calienta agua mezclándola con vapor de agua. Entran 100 kg/min de agua en régimen estacionario a 20 °C y 3 bar. El vapor entra a 320 °C y 3 bar y la mezcla sale de la cámara de mezcla a 90 °C y 3 bar.
(a) Determínese el flujo de vapor necesario en kg/min.
(b) Si el área de salida es 25 cm², determínese la velocidad de salida en m/s.
- 5.921. En un calentador abierto del agua de alimentación que funciona a 60 psia se mezclan agua líquida y vapor de agua produciéndose una pérdida de calor al ambiente de 144.000 Btu/h. Entran 200 lb_m/min de agua fría a 100 °F, mientras que el vapor entra a 300 °F. La mezcla resultante sale como líquido saturado a 60 psia con una velocidad de 2,0 ft/s. Determínese (a) el flujo másico de vapor que entra, en lb_m/min, y (b) el diámetro del conducto de salida del calentador, en pies.
- 5.931. En una cámara de mezcla aislada entran separadamente vapor de agua y agua líquida. Entra un flujo constante de 200 lb_m/min de agua líquida a 60 °F y 60 psia. El vapor entra a 600 °F y 60 psia y la mezcla sale de la cámara a 200 °F y 58 psia.
(a) Determínese el flujo de vapor necesario en lb_m/min.
(b) Si el área de salida es 4,0 in², determínese la velocidad de salida en ft/s.

PROCESOS DE ESTRANGULAMIENTO

- 5.94. Determínese la variación de temperatura de una corriente de agua que se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento (a) desde 10 bar y 280 °C hasta 1 bar, y (b) desde 50 bar y 100 °C hasta 25 bar. (c) Determínese la solución en el caso en que la sustancia se comporte como gas ideal.
- 5.95. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento refrigerante 134a desde (a) 44 °C y 12 bar hasta 2,8 bar, y (b) vapor saturado a 16 bar hasta 1 bar. En cada caso calcúlese el volumen específico en el estado final en m³/kg.
- 5.96. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento nitrógeno desde (a) líquido saturado a 20 bar hasta una presión de 4 bar, y (b) 100 bar y 200 K hasta una presión de 5,0 bar. Determínese en el estado final la temperatura en kelvin y el volumen específico en L/kg.
- 5.97. Por una válvula de estrangulamiento circula vapor de agua en las siguientes condiciones: (a) entra a 30 bar y 240 °C y sale a 7 bar, y (b) entra como vapor saturado a 8 bar y sale a 3 bar. Determínese, en grados Celsius, la temperatura final aguas abajo de la válvula en el estado correspondiente a la presión de salida.
- 5.98. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento nitrógeno desde (a) 5 bar hasta 1 bar y 100 °C, y (b) 10 bar hasta 0,7 bar y 100 °C. Determínese (1) la calidad del vapor que entra en el dispositivo de estrangulamiento, y (2) la relación de áreas de salida y entrada del dispositivo, si las velocidades de entrada y salida son prácticamente iguales.
- 5.99. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento refrigerante 134a desde (a) líquido saturado a 32 °C hasta una temperatura de -20 °C, y (b) un estado a 30 °C y 9 bar hasta una temperatura de -12 °C. Determínese (1) la presión final en bar, y (2) el volumen específico final en m³/kg.

- 5.100. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento refrigerante 134a desde (a) 48 °C y 14 bar hasta 2,4 bar, y (b) vapor saturado a 12 bar hasta una presión de 2 bar. Calcúlese el volumen específico final en cada caso en m^3/kg .
- 5.1011. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento nitrógeno desde (a) líquido saturado a 200 °R hasta una temperatura de 140 °R. Calcúlese la presión final, en psia, y el volumen específico final, en ft^3/lb_m . (b) Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento nitrógeno desde 2.000 psia y 350 °R hasta 200 psia. Determinése la temperatura, en grados Fahrenheit, y el volumen específico, en ft^3/lb_m , en el estado final.
- 5.1021. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento nitrógeno desde (a) 80 psia hasta 10 psia y 200 °F, y (b) 250 psia hasta 20 psia y 250 °F. Determinése (1) la calidad del vapor que entra en el dispositivo de estrangulamiento, y (2) la relación de áreas de salida y entrada del dispositivo, si las velocidades de entrada y salida son prácticamente iguales.
- 5.1031. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento refrigerante 134a desde (a) líquido saturado a 60 °F hasta una temperatura de -20 °F, y (b) un estado a 100 °F y 120 psia hasta una temperatura de 80 °C. Determinése (1) la presión final en psia, y (2) el volumen específico final en ft^3/lb_m .
- 5.104. A una cámara de mezcla entra un flujo constante de 2 kg/s refrigerante 134a a 5 bar y 4 °C. Otra fuente de refrigerante 134a a 6 bar y 50 °C se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento antes de entrar en la cámara de mezcla a 5 bar. La mezcla sale de la cámara de mezcla como líquido saturado a 5 bar.
- Si la cámara recibe de una fuente externa un flujo de calor de 4 kJ/s, determinése el gasto másico de refrigerante gaseoso que entra en la cámara, en kg/s.
 - Si el conducto de salida tiene un diámetro de 4,5 cm, determinése la velocidad de salida en m/s.
- 5.105. Se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento vapor de agua desde 30 bar y 280 °C hasta 20 bar antes de entrar en una cámara de mezcla. También se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento agua líquida a 25 bar y 180 °C hasta 20 bar antes de entrar en la cámara. Después de mezclarse dentro de la cámara, sale una corriente de vapor saturado a 20 bar. La cámara está perfectamente aislada y los efectos de la energía cinética y potencial son despreciables. Para un flujo de vapor de 20.000 kg/h, determinése el flujo másico de agua líquida necesario, en kg/h.
- 5.1061. A una cámara de mezcla entra un flujo constante de 1 lb_m/s de refrigerante 134a a 40 psia y -10 °F. Otra fuente de refrigerante 134a a 100 psia y 200 °F se hace pasar por un dispositivo de estrangulamiento antes de entrar en la cámara de mezcla a 40 psia. La mezcla sale de la cámara de mezcla como líquido saturado a 40 psia.
- Si la cámara recibe de una fuente externa un flujo de calor de 3 Btu/ lb_m , determinése el gasto másico de refrigerante gaseoso que entra en la cámara, en kg/s.
 - Si el conducto de salida tiene un diámetro de 1,5 in, determinése la velocidad de salida en ft/s.

BOMBAS Y FLUJO EN CONDUCTOS

- 5.107. Un conducto aislado de 8 cm de diámetro lleva agua desde un depósito hasta una bomba situada 4,0 m por encima del nivel del suelo. El agua entra al conducto de 8 cm a 95 kPa, 15 °C y 3 m/s. La bomba aislada descarga en un conducto de 5 cm a 480 kPa y 7,5 m/s. A continuación, el agua asciende 20,0 m por el conducto de 5 cm. Una tobera, situada al final del conducto de 5 cm, reduce el diámetro de la corriente y, a través de ella, se descarga el agua a 100 kPa. La gravedad local es $9,80 \text{ m/s}^2$ y todo el proceso es isoterma y adiabático. Determinése (a) la potencia necesaria para mover la bomba en kilovatios, y (b) el diámetro de salida de la tobera en centímetros.
- 5.108. El aceite, almacenado en un recinto a 700 m por debajo del nivel del suelo, tiene una densidad de $0,85 \text{ g/cm}^3$ y se encuentra a 30 °C y a una presión manométrica de 4,0 bar. El aceite se bombea hasta la superficie a través de un conducto de 6,0 cm de diámetro de entrada y se descarga mediante un conducto de 15 cm de diámetro a 30 °C y presión ambiente. El flujo volumétrico de aceite es $18 \text{ m}^3/\text{h}$ y la gravedad local es $9,80 \text{ m/s}^2$. En el proceso adiabático, determinése (a) las velocidades de entrada y de salida del aceite en m/s, (b) la potencia necesaria de la bomba, en kilovatios, y (c) el coste en dólares del funcionamiento del motor de la bomba que funciona durante 1 día, si el coste de la electricidad es $0,14 \text{ \$/kW} \cdot \text{h}$.
- 5.109. Los conductos de entrada y salida de una bomba que funciona en régimen estacionario tienen un diámetro de 7 cm, la salida queda 4,0 m por encima de la entrada y la gravedad local es $9,80 \text{ m/s}^2$. Cuando la potencia de entrada es 1,60 kW, el aumento de presión entre la entrada y la salida es de 0,80 bar. Si la temperatura del agua permanece constante a 20 °C, que es también la temperatura ambiente, determinése el flujo másico en kg/s.
- 5.1101. Un conducto aislado de 3 in de diámetro lleva agua desde un lago hasta una bomba situada 11,0 ft por encima del nivel del lago. El agua entra al conducto de 3 in a 14,0 psia, 50 °F y 8 ft/s. La bomba aislada descarga en un conducto de 2,0 in a 59,0 psia y 18 ft/s. A continuación, el agua asciende 60,0 ft por el conducto de 2 in. Una tobera, situada al final del conducto de 2 in, reduce el diámetro de la corriente y, a través de ella, se descarga el agua a 14,7 psia. La gravedad local es $32,2 \text{ ft/s}^2$ y todo el proceso es isoterma y adiabático. Determinése (a) la potencia necesaria para mover la bomba en hp, y (b) el diámetro de salida de la tobera en pulgadas.
- 5.1111. Un depósito a 2.000 ft por debajo del nivel del suelo se utiliza para almacenar petróleo a 100 °F y 60 psig. El petróleo se bombea hasta la superficie a través de un conducto de 2 in de diámetro de entrada y se descarga mediante un conducto de 6 in de diámetro a presión ambiente. El flujo volumétrico de petróleo, cuya densidad es $53,04 \text{ lb}_m/\text{ft}^3$, es $560 \text{ ft}^3/\text{h}$, la gravedad local es $32,2 \text{ ft/s}^2$ y el proceso es isoterma y adiabático. Determinése (a) las velocidades de entrada y de salida del petróleo en ft/s, y (b) la potencia necesaria de la bomba, en hp.
- 5.112. Se bombean 100 L/min de agua líquida a 20 °C a una altura de 100 m por un conducto de sección constante. El proceso es adiabático y la temperatura permanece constante. Calcúlese la potencia que necesita la bomba, en kilovatios, para (a) $P_1 = P_2$, y (b) $\Delta P = -1 \text{ bar}$. La gravedad local es $9,8 \text{ m/s}^2$.

- 5.113. Desde la parte superior de un depósito una corriente de agua a $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 1 bar cae 150 m por un conducto de sección constante hasta la entrada de una turbina hidráulica situada en la base de una presa. En la entrada de la turbina la velocidad del agua es 20 m/s y el agua descarga de la turbina a la atmósfera a 1 bar y 5 m/s. El proceso global es adiabático e isoterma y la gravedad local es $9,80\text{ m/s}^2$. Para una potencia de salida de la turbina de 50.000 kW, determínese (a) la presión en la entrada de la turbina en bar, (b) el flujo másico en kg/s, y (c) el diámetro del conducto circular de la entrada de la turbina en metros.
- 5.114. En un edificio el agua circula por una serie de tuberías desde 4,0 m por debajo del nivel del suelo hasta 120 m por encima de este nivel. En la entrada de la tubería situada por debajo del nivel del suelo las condiciones son $35\text{ }^{\circ}\text{C}$, 0,070 MPa y 3 m/s, mientras que en el nivel de 120 m el estado es $33\text{ }^{\circ}\text{C}$, 0,64 MPa y 14 m/s. Determínese el calor transferido, en kJ/kg, si no existe trabajo en eje y la gravedad local es $9,8\text{ m/s}^2$. Considérense todos los términos que puedan calcularse.
- 5.115. En un sistema de tuberías entra agua a $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 7 m/s. En una posición aguas abajo las condiciones son 0,20 MPa, $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 12 m/s y la altura es 10,0 m superior a la de la entrada. La gravedad local es $9,6\text{ m/s}^2$, y el fluido pierde una cantidad de calor de 0,010 kJ/kg. Si el flujo volumétrico a la entrada es $10,0\text{ m}^3/\text{min}$, determínese (a) la presión de entrada en megapascuales, y (b) el diámetro del conducto de entrada en centímetros.
- 5.116. Un aceite de densidad relativa 0,90 entra a un sistema de tuberías a 0,240 MPa, $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 6,0 m/s. Aguas abajo las condiciones son $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ y 4 m/s y la altura es 8,0 m inferior a la de la entrada. La gravedad local es $9,65\text{ m/s}^2$ y el gasto másico de 2.000 kg/min que circula por el sistema recibe un flujo de calor de 0,0079 kJ/kg. Determínese (a) la presión de salida en megapascuales, y (b) el diámetro del conducto de salida en centímetros.
- 5.117. El conducto de entrada a una bomba se extiende por debajo de la superficie libre del agua de un pozo hasta 60 m por debajo del nivel del suelo. El agua del pozo, que está a $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, debe alzarse con la bomba hasta 5 m por encima del nivel del suelo. El conducto tiene un diámetro de 10 cm en la entrada y 5 cm en la salida. La presión de salida es 250 kPa mayor que la de entrada. Para una corriente de agua de 15 L/s, determínese (a) la variación de energía cinética en kJ/kg, y (b) la potencia de entrada que necesita la bomba en kilovatios. Supóngase que el proceso es isoterma y adiabático y que la gravedad local es $9,7\text{ m/s}^2$.
- 5.1181. La salida de la manguera contra incendios situada en el último piso de un edificio de oficinas se encuentra a 200 ft por encima del nivel del suelo. El sistema de tuberías conduce el agua desde un depósito subterráneo situado a 10 ft por debajo del nivel del suelo. La temperatura del agua es $60\text{ }^{\circ}\text{F}$ y se supone que el proceso de bombeo es isoterma y adiabático. El flujo másico es $100\text{ lb}_m/\text{s}$ y la velocidad a la salida de la tobera de la manguera es 40 ft/s. Si $g = 32,0\text{ ft/s}^2$, calcúlese (a) la potencia que necesita la bomba en hp, y (b) el diámetro de salida en pulgadas.
- 5.1191. Desde la parte superior de un depósito una corriente de agua a 14,5 psia cae 450 ft por un conducto de sección constante hasta la entrada de una turbina hidráulica situada en la base de una presa. En la entrada de la turbina la velocidad del agua es 50 ft/s y el agua descarga de la turbina a la atmósfera a 14,5 psia y 10 ft/s. El proceso global es adiabático, la temperatura del fluido es $50\text{ }^{\circ}\text{F}$ todo el tiempo y la gravedad local es $32,0\text{ ft/s}^2$. Para una potencia de salida de la turbina de 50.000 hp, deter-

mínese (a) la presión en la entrada de la turbina en psia, (b) el flujo másico en lb_m/s , y (c) el diámetro del conducto circular de la entrada de la turbina en pies.

- 5.1201. El flujo volumétrico de agua que entra en un sistema de tuberías a $80\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 20 ft/s es $250\text{ ft}^3/\text{min}$. En una posición aguas abajo las condiciones son 20,0 psia, $80\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 15 ft/s y la altura es 30,0 ft superior a la de la entrada. La gravedad local es $31,8\text{ ft/s}^2$, y el fluido pierde una cantidad de calor de 0,0050 Btu/ lb_m . Determínese (a) la presión de entrada en psia, y (b) el diámetro del conducto de entrada en pulgadas.
- 5.1211. Un aceite de densidad relativa 0,90 entra a un sistema de tuberías a 18,0 psia, $60\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 15,0 ft/s. Aguas abajo, a una altura que es 20,0 ft inferior a la de la entrada, las condiciones son $60\text{ }^{\circ}\text{F}$ y 10 ft/s. La gravedad local es $32,0\text{ ft/s}^2$ y el gasto másico de 2.400 lb_m/min que circula por el sistema recibe un flujo de calor de 0,0040 Btu/ lb_m . Determínese (a) la presión de salida en psia, y (b) el diámetro del conducto de salida en pulgadas.

CICLO SIMPLE DE POTENCIA DE VAPOR

- 5.122. En un ciclo simple de potencia entra vapor de agua a la turbina a 40 bar y $440\text{ }^{\circ}\text{C}$ y sale a 0,08 bar y una calidad del 88 por 100. Del condensador sale líquido saturado a 0,08 bar y la variación de temperatura en la bomba adiabática es despreciable. Determínese (a) el trabajo de la turbina, (b) el calor cedido en el condensador, (c) el trabajo de la bomba, en kJ/kg, y (d) el porcentaje de calor suministrado en la caldera que se convierte en trabajo neto de salida.
- 5.123. En un ciclo simple de potencia entra vapor de agua a la turbina a 6,0 MPa y $540\text{ }^{\circ}\text{C}$ y sale a 0,008 MPa y una calidad del 90 por 100. La potencia neta de la turbina es 10 MW. Del condensador sale líquido saturado a 0,008 MPa y la variación de temperatura en la bomba adiabática es despreciable. Determínese (a) el trabajo de la turbina en kJ/kg, (b) el trabajo de la bomba, (c) el porcentaje de calor suministrado en la caldera que se convierte en trabajo neto de salida, y (d) el flujo de calor cedido en el condensador en kJ/min.
- 5.124. En un ciclo simple de potencia, cuya potencia de salida neta es 20 MW, el vapor de agua entra a la turbina a 140 bar, $560\text{ }^{\circ}\text{C}$ y sale a 0,06 bar y una calidad del 85 por 100. Del condensador sale líquido saturado a 0,06 bar y la variación de temperatura en la bomba adiabática es despreciable. Determínese (a) el trabajo de la bomba y de la turbina, ambos en kJ/kg, (b) el porcentaje de calor suministrado que se convierte en trabajo neto de salida, y (c) el flujo de calor suministrado en kJ/s.
- 5.125. En un ciclo simple de potencia, cuya potencia de salida neta es 9 MW, el vapor de agua entra a la turbina a 10 MPa, $560\text{ }^{\circ}\text{C}$ y sale a 0,010 MPa y una calidad del 86 por 100. Del condensador sale líquido saturado a 0,010 MPa y la variación de temperatura en la bomba adiabática es despreciable. Determínese (a) el trabajo de la bomba y de la turbina, ambos en kJ/kg, (b) el porcentaje de calor suministrado que se convierte en trabajo neto de salida, y (c) el flujo de calor cedido en el condensador en kJ/s.
- 5.1261. En un ciclo simple de potencia, cuya potencia de salida neta es 10.000 hp, el vapor de agua entra a la turbina a 1.200 psia, $800\text{ }^{\circ}\text{F}$ y sale a 1 psia y

una calidad del 84 por 100. Del condensador sale líquido saturado a 1 psia y la variación de temperatura en la bomba adiabática es despreciable. Determinése (a) el trabajo de la bomba y de la turbina, ambos en Btu/lb_m, (b) el porcentaje de calor suministrado que se convierte en trabajo neto de salida, y (c) el flujo de calor cedido en el condensador en Btu/s.

CICLOS DE REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE VAPOR

- 5.127. El gasto másico de refrigerante 134a circulante por un ciclo de refrigeración es 0,07 kg/s que entra al compresor adiabático a 1,8 bar como vapor saturado y sale a 7 bar y 50 °C. El fluido es líquido saturado a la salida del condensador. Determinése (a) la potencia de entrada al compresor en kilovatios, (b) el flujo de calor en el evaporador en kJ/s, y (c) el cociente adimensional definido como el calor transferido en el evaporador dividido entre el trabajo del compresor.
- 5.128. Un ciclo de refrigeración cuyo compresor tiene una potencia de entrada de 3 kW funciona con refrigerante 134a que entra al compresor adiabático a 2 bar como vapor saturado y sale a 8 bar y 50 °C. El fluido a la salida del condensador es líquido saturado a 8 bar. Determinése (a) el flujo másico de fluido en kg/min, (b) el cociente adimensional definido como el calor transferido en el evaporador dividido entre el trabajo del compresor, y (c) el flujo de calor en el condensador en kJ/s.
- 5.129. Un ciclo de refrigeración, en cuyo evaporador se transfiere un flujo de calor de 10 kJ/s, funciona con refrigerante 134a que entra al compresor adiabático como vapor saturado a 2,4 bar y sale a 8 bar y 60 °C. El fluido a la salida del condensador es líquido saturado a 8 bar. Determinése (a) el flujo másico en kg/min, (b) la potencia de entrada en kW, y (c) el cociente adimensional definido como el calor transferido en el evaporador dividido entre el trabajo del compresor.
- 5.130. Un ciclo de refrigeración, en cuyo condensador se transfiere un flujo de calor de 16 kJ/s, funciona con refrigerante 134a que entra al compresor adiabático como vapor saturado a 160 kPa y sale a 900 kPa y 50 °C. El fluido a la salida del condensador es líquido saturado. Determinése (a) la potencia de entrada en kW, y (b) el cociente adimensional definido como el calor transferido en el evaporador dividido entre el trabajo del compresor.
- 5.131. Un ciclo de refrigeración de 2,5 hp de potencia de entrada funciona con refrigerante 134a que entra al compresor adiabático a 20 psia como vapor saturado y sale a 140 psia y 140 °F. El fluido a la salida del condensador es líquido saturado. Determinése (a) el flujo másico en lb_m/min, (b) el flujo de calor en el condensador en Btu/s, y (c) el cociente adimensional definido como el calor transferido en el evaporador dividido entre el trabajo del compresor.

DOS PROCESOS DE FLUJO EN SERIE

- 5.132. Al difusor de un aerorreactor entran 50 kg/s de aire a 0,25 bar, 220 K y 300 m/s. El aire alcanza 0,48 bar a la salida del difusor, donde la velocidad es despreciable. A continuación entra al compresor donde el aumento de presión conduce a una temperatura de salida de 495 K.

Determinése (a) la temperatura del aire a la entrada del compresor, en kelvin, y (b) la potencia necesaria en el compresor en kilovatios.

- 5.133. En un aerorreactor el aire entra en la turbina en régimen estacionario a 4,32 bar y 1.320 K y sale del dispositivo a 2,22 bar. Las velocidades en la turbina son despreciables. A continuación, el aire entra en una tobera adiabática que descarga a 1.040 m/s, 638 K y 0,25 bar. Determinése (a) la temperatura de entrada a la tobera en kelvin, y (b) la potencia de salida de la turbina en kJ/kg.
- 5.134. Las condiciones de entrada a un compresor que funciona en régimen estacionario son 0,95 bar y 27 °C y el flujo volumétrico a la entrada es 7,0 m³/min. En la salida la presión y la temperatura son 2,67 bar y 397 K respectivamente. A continuación el aire pasa por un cambiador de calor (un enfriador intermedio) hasta que su temperatura alcanza 27 °C. Finalmente el aire pasa por otro compresor (segunda etapa) donde experimenta el mismo aumento de presión y temperatura que en la primera etapa de compresión. Las velocidades son despreciables. Determinése (a) la potencia de entrada total necesaria en las dos etapas de compresión, en kilovatios, y (b) el flujo de calor extraído en el cambiador de calor, en kJ/min.
- 5.135. A una turbina que funciona en régimen estacionario entra vapor de agua a 40 bar y 440 °C y sale a 0,08 bar con una calidad del 82,7 por 100. A continuación, la mezcla húmeda entra a un cambiador de calor donde se condensa hasta líquido saturado a la misma presión. Si la potencia de salida de la turbina es de 10.000 kW, determinése el flujo de calor extraído en el cambiador de calor, en kJ/min.
- 5.136. A un cambiador de calor entra agua a 0,6 MPa y 45 °C y se calienta recibiendo un flujo de $1,4 \times 10^6$ kJ/min hasta un estado de 0,6 MPa y 540 °C. A continuación, el fluido pasa por una turbina de donde sale a 0,008 MPa con una calidad del 83,9 por 100. Determinése la potencia de salida de la turbina en kilovatios.
- 5.137. A un dispositivo de estrangulamiento entra refrigerante 134a como líquido saturado a 8 bar y sale a 1,8 bar. A continuación entra a un cambiador de calor donde se calienta hasta vapor saturado a 1,8 bar. Determinése el flujo de calor suministrado, en kJ/min, si el flujo volumétrico a la salida del cambiador es 500 L/min.

FLUJO TRANSITORIO

- 5.138. Un depósito rígido está conectado a una línea presurizada por la que circula continuamente vapor de agua a 1,0 MPa y 280 °C. Inicialmente la válvula que conecta la línea y el depósito está cerrada, y éste contiene 0,20 kg de vapor de agua a 300 kPa y 160 °C. Se abre la válvula y entra lentamente vapor en el depósito hasta que el vapor del depósito se encuentra a 500 kPa y 200 °C. En ese instante, determinése (a) la masa que ha entrado al depósito, en kilogramos, y (b) el calor transferido desde o hacia el depósito durante el proceso, en kilojulios.
- 5.139. Un depósito presurizado contiene 1,5 kg de aire a 60 °C y 3 bar. Se permite que salga masa del depósito hasta que la presión alcance 1 bar. Sin embargo, durante el proceso se suministra calor al aire del depósito para mantenerlo a temperatura constante. Suponiendo capacidades térmicas específicas constantes, determinése, en kilojulios, el calor que se ha suministrado durante el proceso.

- 5.140. Un depósito rígido y aislado de $0,50 \text{ m}^3$ de volumen contiene aire a 100 kPa y 25°C . El depósito está conectado a través de una válvula a una línea por la que circula aire comprimido a 700 kPa y 160°C . Si se abre la válvula y se permite que entre aire en el depósito hasta que la presión alcance 300 kPa , (a) ¿cuánta masa, en kilogramos, ha entrado?, y (b) ¿cuál es la temperatura final en el depósito, en grados Celsius?
- 5.141I. Un depósito muy grande contiene aire a 200 psia y temperatura desconocida T_a . Desde este depósito puede pasar aire a un recipiente pequeño y aislado de 2 ft^3 de volumen. El recipiente pequeño contiene inicialmente $0,1 \text{ lb}_m$ de aire a 80°F . A continuación se abre la válvula para permitir que circule aire del depósito al recipiente hasta que la presión en éste alcance 50 psia . En este instante se observa que la temperatura del recipiente es 340°F . ¿Cuál es la temperatura T_a del aire del depósito en grados Fahrenheit? Tómense las capacidades térmicas específicas a temperatura ambiente.
- 5.142. Un depósito rígido y aislado se encuentra inicialmente vacío. Se permite que entre al depósito aire atmosférico a $0,10 \text{ MPa}$ y 20°C hasta que la presión alcanza $0,10 \text{ MPa}$. (a) Calcúlese la temperatura final del aire del interior del depósito, en grados Celsius. (b) Considérese ahora que el depósito contiene inicialmente aire a $0,05 \text{ MPa}$ y 20°C . Determinése la temperatura final en este caso.
- 5.143I. Un depósito presurizado contiene $1,5 \text{ lb}_m$ de aire a 140°F y 40 psia . Se permite que salga masa del depósito hasta que la presión alcance 15 psia . Sin embargo, durante el proceso se suministra calor al aire del depósito para mantenerlo a temperatura constante. Suponiendo capacidades térmicas específicas constantes, determinése, en Btu, el calor que se ha suministrado durante el proceso.
- 5.144I. Un depósito aislado de $2,0 \text{ ft}^3$ de volumen contiene aire a 15 psia y 80°F . El depósito está conectado a través de una válvula a una línea de aire comprimido por la que circula aire a 100 psia y 300°F . Si se abre la válvula y se permite que entre aire en el depósito hasta que la presión alcance 80 psia , (a) ¿cuánta masa, en libras, ha entrado?, y (b) ¿cuál es la temperatura final en el depósito, en grados Fahrenheit?
- 5.145I. Un depósito presurizado contiene 1 lb_m de aire a 600 psia y 500°F . Se permite que salga masa del depósito hasta que la presión alcance 100 psia . Sin embargo, durante el proceso se suministra calor al aire del depósito para mantenerlo a temperatura constante. ¿Cuánto calor, en Btu, se ha suministrado durante el proceso?
- 5.146I. Un depósito aislado de 90 ft^3 de volumen contiene vapor de agua a 300 psia y 500°F . El depósito se calienta hasta que la presión alcanza 800°F . En el depósito se ha instalado una válvula de alivio para mantener la presión constante durante el proceso. Calcúlese (a) el calor transferido en Btu, y (b) la masa de vapor extraída del depósito, en libras.
- 5.147. Por una tubería circula vapor de agua a 30 bar y temperatura desconocida T_L . Para determinar T_L se une a la línea un depósito aislado de $2,0 \text{ m}^3$ de volumen. El depósito contiene inicialmente vapor saturado a $1,0 \text{ bar}$. A continuación se abre la válvula que conecta el depósito y la tubería y se llena el depósito hasta que su presión alcanza 20 bar . En este instante el termómetro del interior indica 360°C . Determinése, en grados Celsius, el valor de T_L obtenido con este experimento si se estima que durante el proceso se pierde una cantidad de calor de 397 kJ .

- 5.148. Un depósito de $1,0 \text{ m}^3$ de volumen está lleno hasta la mitad con refrigerante 134a líquido y el espacio que queda está lleno con el vapor. La presión es $8,0 \text{ bar}$. Se suministra calor hasta que la mitad de la masa de líquido se evapora, mientras automáticamente, una válvula permite que salga un flujo másico de vapor saturado tal que la presión dentro del depósito permanezca constante. Determinése el calor que es necesario suministrar, en kilojulios.
- 5.149. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene inicialmente $0,10 \text{ kg}$ de vapor de agua saturado a 10 bar . A través de una válvula inicialmente cerrada el cilindro se conecta a una línea por la que circula vapor de agua a 20 bar y 500°C . En un proceso a presión constante, que se mantiene por el peso del émbolo, entra vapor al cilindro hasta que su contenido alcanza 300°C , mientras que simultáneamente se pierde, a través de las paredes del cilindro, una cantidad de calor de $90,0 \text{ kJ}$. Determinése la cantidad de masa que entra al cilindro en kilogramos.
- 5.150. Un gran depósito contiene vapor de agua a 30 bar y 360°C . Se permite que el vapor de este depósito entre a un dispositivo cilindro-émbolo que se mantiene a una presión constante de 10 bar . El cilindro contiene inicialmente vapor saturado que ocupa $0,50 \text{ m}^3$. Entra vapor hasta que la temperatura en el cilindro alcanza 280°C . Determinése (a) la masa final en el cilindro en kilogramos, y (b) el volumen final del cilindro en metros cúbicos.
- 5.151. Un depósito de $3,0 \text{ m}^3$ de volumen contiene vapor de agua a 20 bar y 280°C . Se calienta el depósito hasta que la presión alcanza 440°C . Para mantener la presión constante durante el proceso se instala en el depósito una válvula de alivio. Calcúlese (a) el calor transferido en kilojulios, y (b) la masa de vapor que sale del depósito, en kilogramos.
- 5.152I. Un dispositivo cilindro-émbolo se conecta a través de una válvula, inicialmente cerrada, a una línea por la que circula vapor de agua a 300 psia y 700°F . El cilindro contiene inicialmente $0,20 \text{ lb}_m$ de vapor de agua saturado a 160 psia . En un proceso a presión constante, que se mantiene por el peso del émbolo, entra vapor al cilindro hasta que su contenido alcanza 550°F mientras que simultáneamente se pierde, a través de las paredes del cilindro, un calor de $90,0 \text{ Btu}$. Determinése la cantidad de masa que entra al cilindro, en libras.
- 5.153I. Se permite que el vapor de agua contenido en un gran depósito a 450 psia y 600°F entre a un dispositivo cilindro-émbolo que se mantiene a una presión constante de 160 psia . El cilindro contiene inicialmente vapor saturado que ocupa $2,0 \text{ ft}^3$. El vapor circula hasta que la temperatura en el cilindro alcanza 450°F . Determinése (a) la masa final en el cilindro en libras, y (b) el volumen final del cilindro en pies cúbicos.
- 5.154I. Un depósito rígido y aislado se encuentra inicialmente vacío. Se permite que entre al depósito aire atmosférico a 1 atm y 70°F hasta que la presión alcanza 1 atm . (a) Calcúlese la temperatura final del aire del interior del depósito, en grados Fahrenheit. (b) Considérese ahora que el depósito contiene inicialmente aire a $0,5 \text{ atm}$ y 70°F . Determinése la temperatura final en este caso.
- 5.155. Un depósito rígido de volumen V contiene un gas ideal inicialmente a P_1 y T_1 . Se transfiere calor hasta que la presión llega a P_2 . Sin embargo, una válvula de alivio permite que salga masa de modo que la temperatura permanezca constante. Dedúzcase una expresión para el calor transferido en función de V , P_1 y P_2 .

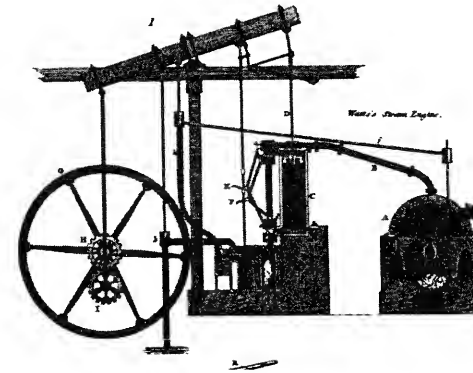
- 5.156. Un depósito rígido de volumen V contiene un gas ideal inicialmente a P_1 y T_1 . Se transfiere calor hasta que la temperatura llega a T_2 . Sin embargo, una válvula de alivio permite que salga masa de modo que la presión permanezca constante. Dedúzcase una expresión para el calor transferido en el proceso en función de las magnitudes T_1 , T_2 , P , V , c_p y R .
- 5.157. Un depósito de 10 m^3 de volumen contiene aire inicialmente a 5 bar y 40°C . Se suministra un flujo de calor constante de 6 kJ/s mientras que una válvula automática permite que salga un flujo constante de aire de $0,030 \text{ kg/s}$. Determínese (a) la temperatura del aire del depósito en kelvin, y (b) la presión del depósito, en bar, 7 minutos después del comienzo desde las condiciones iniciales.
- 5.158. Un depósito muy grande contiene aire a $1,2 \text{ MPa}$ y temperatura desconocida T_a . Desde este depósito puede entrar aire a un recipiente pequeño y aislado de $0,2 \text{ m}^3$ de volumen. El recipiente pequeño contiene inicialmente $0,2 \text{ kg}$ de aire a 27°C . A continuación se abre la válvula para permitir que circule aire del depósito al recipiente hasta que la presión en éste alcance $0,3 \text{ MPa}$. En este instante se observa que la temperatura del recipiente es 180°C . ¿Cuál es la temperatura T_a del aire del depósito en kelvin? Tómense las capacidades térmicas específicas a temperatura ambiente. *403,6*
- 5.159I. Un depósito de 100 ft^3 de volumen contiene aire inicialmente a 100 psia y 100°F . Se suministra un flujo de calor constante de 6 Btu/s mientras que una válvula automática permite que salga un flujo constante de aire de $0,060 \text{ lb/s}$. Determínese (a) la temperatura del aire del depósito, en grados Fahrenheit, y (b) la presión del depósito, en psia, 7 minutos después del comienzo desde las condiciones iniciales.
- 5.160. Dos depósitos adiabáticos están conectados por una válvula. El depósito A contiene $0,10 \text{ m}^3$ de nitrógeno a $3,0 \text{ MPa}$ y 100°C . El depósito B contiene $2,5 \text{ m}^3$ de nitrógeno a $0,2 \text{ MPa}$ y 30°C . Se abre la válvula hasta que la presión en A cae isoentrópicamente hasta $2,0 \text{ MPa}$. En ese instante, determínese (a) la temperatura de A en grados Celsius, (b) la temperatura y la presión en el depósito B, (c) la masa que queda en el depósito A, en kilogramos, y (d) la producción de entropía en el proceso, en kJ/K . Supónganse capacidades térmicas específicas constantes. (Se necesita información de la segunda ley.)
- 5.161I. Dos depósitos adiabáticos están conectados por una válvula. El depósito A contiene $1,2 \text{ ft}^3$ de aire a 500 psia y 200°F . El depósito B contiene $15,0 \text{ ft}^3$ de aire a 20 psia y 100°F . Se abre la válvula hasta que la presión en A cae isoentrópicamente hasta 300 psia . En ese instante, determínese (a) la temperatura de A en grados Fahrenheit, (b) la temperatura y la presión en el depósito B, (c) la masa que queda en el depósito A, en libras, y (d) la producción de entropía en el proceso, en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$. Supónganse capacidades térmicas específicas constantes. (Se necesita información de la segunda ley.)
- 5.162. Dos depósitos adiabáticos están conectados por una válvula. El depósito A contiene $0,20 \text{ m}^3$ de aire a 40 bar y 90°C . El depósito B contiene $2,0 \text{ m}^3$ de aire a 1 bar y 30°C . Se abre la válvula hasta que la presión en A cae isoentrópicamente hasta 15 bar . En ese instante, determínese (a) la temperatura de A en grados Celsius, (b) la temperatura y la presión en el depósito B, (c) la masa que queda en el depósito A, en kilogramos, y (d) la producción de entropía en el proceso, en kJ/K . Supónganse capacidades térmicas específicas constantes. (Se necesita información de la segunda ley.)

- 5.163I. Un depósito de 100 ft^3 de volumen contiene aire inicialmente a 100 psia y 100°F . Se suministra un flujo de calor constante de 6 Btu/s mientras que una válvula automática permite que salga un flujo constante de aire de $0,060 \text{ lb}_m/\text{s}$. Determínese, en minutos, cuánto tiempo tardará el aire del depósito en alcanzar 350°F .
- 5.164. Un dispositivo cilindro-émbolo, que se mantiene a una presión constante de $1,2 \text{ bar}$, contiene inicialmente $0,00070 \text{ kmol}$ de aire que ocupan $0,0130 \text{ m}^3$. Se permite que el aire de una línea a 6 bar y 167°C entre en el cilindro a través de una válvula hasta que se duplique el volumen. Durante el proceso el cilindro recibe un calor de 1.000 kJ por kmol de gas final en el depósito. Tómesese para el aire $u = 20,8T$ y $h = 29,1T$, en kJ/kmol , donde T está en kelvin. Determínese (a) la temperatura final en kelvin, y (b) el número final de kilomoles en el cilindro.
- 5.165. Un depósito aislado de $0,120 \text{ m}^3$ de volumen contiene $0,150 \text{ kg}$ de aire a 20°C . El depósito está conectado a través de una válvula a una línea de aire comprimido por la que circula aire a 7 bar y 147°C . Si se abre la válvula y se permite que entre aire en el depósito hasta que la presión alcance $4,0 \text{ bar}$, determínese cuánta masa, en kilogramos, ha entrado. Tómesese para el aire $c_v = 0,718$ y $c_p = 1,005 \text{ kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$.
- 5.166. Un recipiente de volumen fijo V contiene aire a presión P_1 y temperatura T_a . Está rodeado por aire atmosférico a presión P_a y temperatura T_a . Se abre una válvula y, rápidamente, entra aire atmosférico al recipiente hasta que la presión alcanza la atmosférica. En ese instante el aire del recipiente está a temperatura T_2 . Haciendo las hipótesis necesarias, dedúzcase una expresión para el cociente de temperaturas $T_R = T_2/T_a$ en función del coeficiente de capacidades térmicas específicas y de la relación de presiones $P_R = P_1/P_a$.
- 5.167I. Dos depósitos adiabáticos están conectados por una válvula. El depósito A contiene $3,0 \text{ ft}^3$ de nitrógeno a 450 psia y 200°F . El depósito B contiene 40 ft^3 de nitrógeno a 50 psia y 100°F . Se abre la válvula hasta que la presión en A cae isoentrópicamente hasta 300 psia . En ese instante, determínese (a) la temperatura de A en grados Fahrenheit, (b) la temperatura y la presión en el depósito B, (c) la masa que queda en el depósito A, en libras, y (d) la producción de entropía en el proceso, en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$. Supónganse capacidades térmicas específicas constantes. (Se necesita información de la segunda ley.)
- 5.168I. Se permite que el aire de una línea a 100 psia y 340°F entre en un dispositivo cilindro-émbolo a través de una válvula hasta que se duplique el volumen. El cilindro, que se mantiene a una presión constante de $14,7 \text{ psia}$ contiene inicialmente $0,0010 \text{ lbmol}$ de aire que ocupan $0,365 \text{ ft}^3$. Durante el proceso entra al cilindro un calor de 1.000 Btu/lbmol de gas final en el depósito. Tómesese para el aire $u = 4,96T$ y $h = 6,96T$, en Btu/lbmol , donde T está en grados Rankine. Determínese (a) la temperatura final en grados Rankine, y (b) el número final de lbmol en el cilindro.
- 5.169I. Un depósito aislado de $2,0 \text{ ft}^3$ de volumen contiene $0,150 \text{ lb}_m$ de aire a 80°F . El depósito está conectado a través de una válvula a una línea de aire comprimido por la que circula aire a 100 psia y 300°F . Si se abre la válvula y se permite que entre aire en el depósito hasta que la presión alcance 60 psia , determínese cuánta masa, en libras, ha entrado. Tómesese para el aire $c_v = 0,171$ y $c_p = 0,241 \text{ Btu/lb} \cdot ^\circ\text{F}$.

- 5.170. Un depósito de $0,5 \text{ m}^3$ de volumen está lleno hasta la mitad con agua líquida y el espacio que queda está lleno con vapor. La presión es 30 bar. Se suministra calor hasta que la mitad de la masa de líquido se evapora mientras automáticamente una válvula permite que salga un flujo másico de vapor saturado de manera que la presión permanezca constante. Determinéase el calor suministrado, en kilojulios.
- 5.171. Una vasija de presión de $0,5 \text{ m}^3$ de volumen contiene agua saturada a 300°C . La vasija contiene un 50 por 100 (en volumen) de líquido. Lentamente, desde el fondo del recipiente se extrae líquido y se transfiere calor de modo que el contenido se mantiene a temperatura constante. Calcúlese cuánto calor debe añadirse hasta el instante en que se ha extraído la mitad de la masa total.
- 5.172. Un depósito de $10,0 \text{ m}^3$ de volumen contiene aire inicialmente a 5 bar y 40°C . Se suministra un flujo de calor constante de 6 kJ/s , mientras que una válvula automática permite que salga un flujo constante de aire de $0,030 \text{ kg/s}$. Determinéase cuánto tiempo, en minutos, tardará el aire del depósito en alcanzar 180°C .
- 5.1731. Un recipiente rígido de 50 ft^3 de volumen contiene agua saturada a 600°F . Inicialmente el volumen es un 40 por 100 líquido y un 60 por 100 vapor. Lentamente, desde el fondo del recipiente se extrae líquido y se transfiere calor de modo que el contenido se mantiene a temperatura constante. Calcúlese cuánto calor debe añadirse o extraerse hasta el instante en que se ha extraído la mitad de la masa total, en Btu.
- 5.174. Un recipiente presurizado contiene 1 kg de vapor de agua a 40 bar y 280°C . Se permite que salga masa del recipiente hasta que la presión alcanza 7 bar. Sin embargo, durante el proceso, se suministra calor al vapor para mantenerlo a temperatura constante. Calcúlese el calor suministrado durante el proceso, en kilojulios.
- 5.1751. Un dispositivo cilindro-émbolo está unido mediante una válvula a una fuente a presión constante y temperatura constante. Inicialmente, el volumen del cilindro es 1 ft^3 , la temperatura del aire es 100°F y la presión 14,7 psia. La válvula se abre lentamente a la línea de suministro de aire que está a 100 psia y 200°F . El émbolo se desplaza al entrar el aire para mantener la presión del cilindro a la presión ambiente de 14,7 psia. Cuando el volumen del cilindro alcanza 2 ft^3 , calcúlese (a) la temperatura en el interior del cilindro, en grados Fahrenheit, y (b) la masa, en libras, que ha entrado por la válvula. El proceso es adiabático.
- 5.1761. Un depósito de $15,0 \text{ ft}^3$ contiene dióxido de carbono a 30 psia y 100°F . Desde una línea que se encuentra a una presión y temperatura de 100 psia y 300°F , respectivamente, entra nitrógeno en el depósito hasta que la presión alcanza 75 psia. Si el proceso es adiabático, determinéase, en grados Fahrenheit, la temperatura final de la mezcla del interior del depósito.
- 5.177. Un dispositivo cilindro-émbolo aislado de $0,1 \text{ m}^3$ de volumen contiene aire inicialmente a 30°C y 1 bar. Una válvula conecta el conjunto a una línea de suministro de aire que es una fuente a presión y temperatura constantes. La válvula se abre lentamente a la línea de suministro que está a 7 bar y 90°C . El émbolo se desplaza al entrar el aire para mantener la presión del cilindro a la presión ambiente de 1 bar. Cuando el volumen del cilindro alcanza $0,2 \text{ m}^3$, calcúlese (a) la masa, en kilogramos, que ha entrado por la válvula, y (b) la temperatura en el interior del cilindro en grados Celsius.

- 5.178. El nitrógeno de una línea de presión y temperatura 8 bar y 150°C respectivamente, pasa del conducto hasta un recipiente de $0,50 \text{ m}^3$ hasta que la presión llega a 5 bar. El recipiente contiene inicialmente dióxido de carbono a 2 bar y 30°C . Si todo el proceso es adiabático, determinéase, en grados Celsius, la temperatura final de la mezcla del interior del recipiente.
- 5.179. Un recipiente aislado, de volumen desconocido, contiene inicialmente un gas ideal a presión y temperatura conocidas. Un gran depósito contiene el mismo gas a T_D y P_D y se permite que entre al recipiente hasta que el gas de su interior alcance una presión y temperatura medidas. Suponiendo capacidades térmicas específicas constantes, (a) dedúzcase una expresión para la temperatura del depósito T_D en función de las presiones y temperaturas iniciales y finales en el recipiente y del cociente de capacidades térmicas específicas del gas γ . (b) Si inicialmente el aire del recipiente está a 2 bar y 27°C y la medida del estado final es 4 bar y 87°C , determinéase la temperatura del depósito en grados Celsius.
- 5.180. Un recipiente aislado de $0,060 \text{ m}^3$ contiene inicialmente vapor de agua a 80 bar y 400°C . El recipiente está conectado, a través de una válvula cerrada, a otro recipiente que está lleno de un líquido inmisible a 30 bar. El segundo recipiente tiene una válvula también cerrada. A continuación, se abren las dos válvulas simultáneamente. El vapor de agua entra en el segundo recipiente y obliga al líquido inmisible a salir por la segunda válvula, siendo el gasto tal que la presión en el segundo recipiente permanece constante a 30 bar. A la presión de equilibrio entre los recipientes, determinéase (a) la temperatura final en el primer recipiente, (b) la temperatura final, en grados Celsius, del vapor de agua en el segundo recipiente (ignorando la transferencia de calor entre el vapor de agua y el líquido), y (c) el volumen de líquido desplazado, en metros cúbicos.
- 5.181. Un gas ideal pasa por una válvula de una línea a temperatura T_L hacia un cilindro cerrado por un émbolo sin peso, sujeto únicamente a un muelle. Supóngase que la presión del gas en el cilindro es siempre proporcional al desplazamiento del émbolo y que inicialmente no hay gas dentro del cilindro. Para el cilindro adiabático, (a) dedúzcase una ecuación para la temperatura final del gas del cilindro a la presión de equilibrio en función de la temperatura de la línea, del cociente de capacidades térmicas específicas γ y de constantes. (b) Si la línea contiene aire a 4 bar y 47°C , determinéase la temperatura final en el cilindro en grados Celsius.

LA SEGUNDA LEY Y LA ENTROPÍA



Máquina de vapor de James Watt.

En los capítulos anteriores se ha centrado el interés en la ley de conservación de la energía, en la de conservación de la masa y en las relaciones entre las propiedades termodinámicas. Sin embargo, muestra la experiencia que no todos los procesos que satisfacen el principio de conservación de la energía son posibles. Los procesos reales deben satisfacer también la segunda ley de la Termodinámica. Este capítulo sirve de introducción a la segunda ley y a una propiedad con ella relacionada: la entropía. Se desarrolla un balance de entropía, que es análogo a los balances de masa y energía, como herramienta analítica para el estudio del comportamiento de los sistemas con respecto a la segunda ley. Se presentan las aplicaciones típicas de la segunda ley y del balance de entropía, poniendo especial énfasis en los ciclos termodinámicos que producen o potencian los efectos de refrigeración.

6.1. INTRODUCCIÓN

En las naciones con sociedades tecnológicamente desarrolladas (o en vías de desarrollo), la capacidad para producir energía en forma de trabajo es de suma importancia. Las transformaciones de trabajo son necesarias para transportar personas y bienes, mover maquinaria, bombear líquidos, comprimir gases y proporcionar fuentes de energía para otros muchos procesos que se dan por supuestos en sociedades altamente desarrolladas. La mayor parte del trabajo disponible en estas sociedades lo es en forma de trabajo eléctrico, que es posteriormente convertido, por medio de motores, en trabajo mecánico rotatorio. Aunque parte de este trabajo eléctrico se produce en plantas de potencia hidroeléctrica, con mucho la mayor cantidad de éste se obtiene a partir de combustibles fósiles o nucleares. Estos combustibles permiten al ingeniero producir una corriente gaseosa o líquida a una temperatura relativamente alta que actúa como fuente térmica (calor) en la producción de trabajo. La conversión eficiente de energía térmica en trabajo es de extrema importancia, especialmente a la vista de la progresiva disminución de algunos combustibles fósiles. La segunda ley de la Termodinámica es la que proporciona la línea a seguir en esta área.

Hay otras consideraciones importantes sobre la segunda ley. Una es resaltar la importancia del concepto de que la energía tiene *calidad*, así como cantidad. Por ejemplo, muestra la experiencia que se puede utilizar el trabajo como transferencia de energía de formas más diversas que la transferencia de calor. Así, el trabajo comunicado es 100 por 100 convertible en calor, pero la situación inversa no es posible (lo cual se demostrará más adelante), entonces el trabajo aparece como una forma de transferencia de energía más valiosa que la transferencia de calor. Se demostrará con los argumentos de la segunda ley que cuanto mayor sea la temperatura a la que tiene lugar la transferencia de calor, mayor será la cantidad de calor transferido que puede convertirse en trabajo útil. Por tanto, la energía disponible a altas temperaturas es generalmente más útil que la que se dispone a menor temperatura. Por ejemplo, aun cuando hay una cantidad inmensa de energía almacenada en los océanos, hoy por hoy su capacidad para realizar tareas útiles es muy pequeña debido a su baja temperatura. A su vez, esto implica que la energía se *degrada* cuando se transfiere en forma de calor desde un sistema a otro de menor temperatura. Otros ejemplos de degradación de la energía son las transformaciones energéticas que incluyen efectos disipantes tales como la fricción y la resistencia eléctrica. Estos efectos son absolutamente indeseables si ha de optimizarse el uso de la energía en casos prácticos. Por consiguiente, cada vez que la energía cambia de forma o se transfiere de un sistema a otro, se conserva y se degrada. La primera ley está relacionada con la conservación de la energía. La segunda ley proporciona los medios de medir la degradación de la energía, así como su calidad.

El estudio de otros fenómenos bien conocidos exige un análisis de la segunda ley. Considérese el contacto térmico entre dos sistemas inicialmente a diferentes temperaturas. La experiencia común enseña que si el sistema combinado se aísla, los dos sistemas, después de un tiempo suficiente, tienden a alcanzar el equilibrio térmico, o lo que es lo mismo, la igualdad de sus temperaturas. La primera ley exige que la energía que cede un sistema debe ser igual a la que recibe el otro. Sin embargo, la conservación de la energía no pone ninguna restricción sobre la temperatura final alcanzada por cada sistema. La segunda ley es el principio que establece la naturaleza del estado final de equilibrio. Como segundo ejemplo, considérese una rueda de paletas que agita un fluido en el interior de un recipiente aislado térmicamente. La rueda de paletas puede ser accionada mediante un mecanismo polea-peso, por ejemplo. El resultado final, a la luz del principio de conservación de la energía, es una disminución de la energía potencial del peso y un incremento de la energía interna del fluido del interior del recipiente. Sin embargo, no es de esperar que pasado un tiempo se observe un proceso espontáneo que disminuya la



Adviértase la importancia física de la calidad y de la degradación de la energía.

energía del fluido y lleve el peso a su posición inicial. El proceso inverso no viola la primera ley, pero se demostrará que sí la segunda ley. Estos y otros muchos ejemplos posibles ilustran que los procesos, en sí mismos, tienen una dirección preferida en su evolución, independientemente de la primera ley. Además, después de un tiempo suficiente, los procesos alcanzan un estado de equilibrio.

En resumen, hay bastantes fenómenos que no pueden explicarse con principios de conservación de ningún tipo. Así pues, se busca otra ley que, gracias a su generalidad, proporcione una línea de conocimiento y análisis de los diversos efectos. Entre otras consideraciones, la segunda ley es muy útil para el ingeniero por las razones siguientes:

1. Proporciona los medios para medir la calidad (utilidad) de la energía.
2. Establece el criterio de la actuación «ideal» de los dispositivos en la ingeniería.
3. Determina la dirección de la evolución en los procesos espontáneos.
4. Establece el estado final de equilibrio en los procesos espontáneos.
5. Establece los parámetros para medir las pérdidas en los procesos energéticos.
6. Conduce a la escala «termodinámica» de temperaturas, la cual es independiente de la sustancia utilizada en la medida.

Puesto que la segunda ley se utiliza para examinar la dirección de la evolución de un proceso o para comparar sus prestaciones frente a uno ideal, a menudo matemáticamente se presenta como una desigualdad. De forma alternativa, la desigualdad podrá eliminarse con la introducción del concepto de generación de entropía. Independientemente del enfoque, se verá que la entropía, al contrario que la masa y la energía, no es una propiedad conservativa.

El campo de aplicación de la segunda ley, como sugiere la lista del párrafo anterior, es extremadamente amplio. Además, se han presentado varios enunciados de la segunda ley realizados por científicos e ingenieros. Afortunadamente, todos los enunciados son equivalentes. Por tanto, una vez seleccionado uno de esos enunciados, a través de una serie de teoremas y corolarios pueden desarrollarse las líneas maestras para el análisis de una variedad de fenómenos sugeridos por la lista anterior y no explicados por las bien conocidas leyes de conservación (masa, cantidad de movimiento y energía). Debido a que dos de los enunciados analizados en este capítulo están asociados con dispositivos que intercambian calor y trabajo en un proceso cíclico, el apartado siguiente describe algunas de las características básicas de los dispositivos cíclicos conocidos como motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor.



Adviértase el amplio campo de aplicaciones de la segunda ley.

6.2. MOTORES TÉRMICOS, MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR

Una aplicación importante de la segunda ley es el análisis de los dispositivos cíclicos que se clasifican como motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor. En este apartado se hace un repaso general de las características de trabajo de estos dispositivos.

6.2.1. MOTORES TÉRMICOS

Un *motor térmico* se define como un sistema *cerrado* en el que el fluido de trabajo lo realiza un ciclo periódico dentro de un único dispositivo o pasa continuamente por un circuito cerrado de un conjunto en régimen estacionario. Ambos tipos de sistemas producen trabajo de salida debido a que se transfiere un calor

neto al sistema. La restricción a un *ciclo periódico* o *circuito cerrado continuo* implica que la sustancia del interior del dispositivo se devuelve a su estado inicial en intervalos regulares. En muchos casos, un dispositivo periódico es también un ciclo en el sentido mecánico.

Como ejemplo de *motor térmico de ciclo periódico*, considérese el conjunto cilindro-émbolo sin fricción mostrado en la Figura 6.1a. El émbolo y el peso descansan sobre unos resaltes en la posición 1 y el volumen existente debajo del émbolo está ocupado por un gas. En el estado 1, la presión del gas es menor que la presión equivalente ejercida por la combinación émbolo-peso-atmósfera que hay sobre el gas. En estas condiciones se transfiere un calor desde la fuente a alta temperatura hasta que la presión del gas justamente equilibre la presión opuesta. El proceso a volumen constante desde el estado 1 al 2 se muestra en un diagrama *PV* en la Figura 6.1b. Si se transfiere un calor adicional desde la fuente a alta temperatura, el gas se expandirá a presión constante hasta que el émbolo cho-que con los resaltes que hay en la parte superior.

El proceso de suministro de calor se detiene en este punto, y se retira el peso del émbolo horizontalmente. El estado del gas ahora se señala con el punto 3 en el diagrama *PV*.

A continuación se transfiere calor desde el gas a una fuente (sumidero) a baja temperatura. El volumen no cambia hasta que la presión del gas cae lo suficiente como para equilibrar la presión del peso del émbolo y de la atmósfera. El estado en el que el volumen justamente comienza a cambiar es el estado 4. Una extracción adicional de calor originará que el émbolo descienda a presión constante hasta alcanzar su posición inicial sobre los resaltes inferiores. Así se ha completado el ciclo. Si ahora se añadiese otro peso sobre el émbolo estando en su posición inferior, podría repetirse el ciclo. El trabajo neto de salida del ciclo $W_{\text{neto, sal}}$ se mide o mediante el área encerrada en el diagrama *PV* de la Figura 6.1b o mediante la variación de la energía potencial gravitatoria de los pesos. Además, se transfiere un calor entre el sistema y dos regiones a diferentes temperaturas. En cualquier instante del ciclo el balance energético, escrito en la forma de variación con el tiempo, exige que $dE_{\text{sis}}/dt = \dot{Q} + \dot{W}$. Al integrar con respecto al tiempo en un ciclo se llega a $\Delta E = Q + W$. Como el proceso es cíclico, $\Delta E_{\text{ciclo}} = 0$. Por tanto, el balance energético para el ciclo se reduce a $W_{\text{neto, sal}} = Q_{\text{neto, sum}}$. Ejemplos prácticos de transformadores «calor-trabajo» que son de naturaleza periódica son los motores de automóvil y diesel.

Un ejemplo práctico de un motor térmico de *circuito cerrado continuo* es el ciclo simple de potencia de vapor analizado inicialmente en el Apartado 5.7.1. El esquema del ciclo se muestra de nuevo en la Figura 6.2. En este caso hay dos términos de transferencia de calor y otros dos de trabajo. Parte de la energía

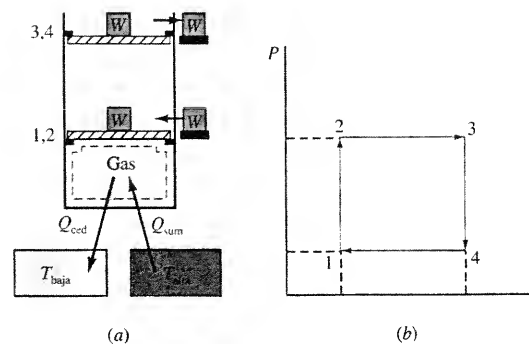


Figura 6.1. Motor térmico cíclico simple.

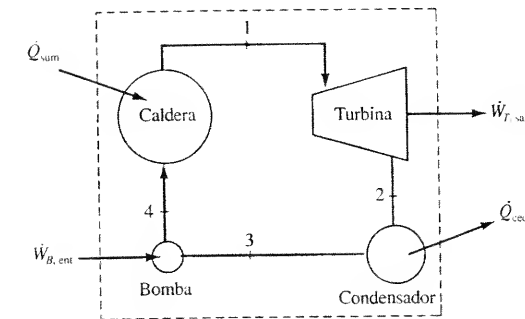


Figura 6.2. Motor térmico continuo representado por un ciclo simple de potencia de vapor.

suministrada como calor \dot{Q}_{sum} se convierte en potencia en eje en la turbina, señalada como $\dot{W}_{T, \text{sal}}$. Otra parte de la energía suministrada aparece como cesión de calor al ambiente \dot{Q}_{ced} . La potencia utilizada para mover la bomba se señala como $\dot{W}_{B, \text{ent}}$. Aplicando de nuevo el balance energético, escrito en la forma de variación con el tiempo, $dE/dt = \dot{Q}_{\text{sum}} - \dot{Q}_{\text{ced}} + \dot{W}_{B, \text{ent}} - \dot{W}_{T, \text{sal}}$. Debido a que $dE/dt = 0$ en régimen estacionario, el balance energético global aplicado al ciclo cerrado se reduce a $\dot{W}_{\text{neto, sal}} = \dot{Q}_{\text{neto, sum}}$. Por tanto, las palabras «ciclo periódico» y «circuitos cerrados continuos» describen la naturaleza de los equipos utilizados para convertir el suministro de calor en trabajo útil. En ambos casos el propio fluido realiza un proceso cíclico, y existen dos procesos de transferencia de calor: uno hacia adentro y otro hacia fuera del motor térmico. Esta es la situación común para los motores térmicos reales.

Los dos dispositivos de motores térmicos esbozados anteriormente pueden representarse de forma general por el diagrama esquemático de la Figura 6.3. La cantidad Q_{sum} (o \dot{Q}_{sum}) es el calor (flujo) suministrado al motor térmico desde una fuente a alta temperatura (como pueden ser los gases calientes de la combustión), mientras que Q_{ced} (o \dot{Q}_{ced}) es el calor (flujo) cedido por el motor hacia un sumidero a baja temperatura (como serían la atmósfera o un lago). Los sentidos de Q_{sum} (o \dot{Q}_{sum}) y Q_{ced} (o \dot{Q}_{ced}) se señalan con flechas en la figura. En los motores reales estas cantidades se transfieren hacia o desde un fluido que realiza el proceso cíclico en el interior del motor. A este fluido se le conoce generalmente como *fluido de trabajo*. Como se ha mostrado anteriormente, el principio de conservación de la energía para el sistema cerrado señalado por medio de la línea de trazos en la Figura 6.3 es

$$Q_{\text{sum}} - Q_{\text{ced}} - W_{\text{neto, sal}} = 0 \quad \text{o} \quad \dot{Q}_{\text{sum}} - \dot{Q}_{\text{ced}} - \dot{W}_{\text{neto, sal}} = 0 \quad [6.1]$$

donde $W_{\text{neto, sal}}$ ($= W_{\text{sal}} - W_{\text{ent}}$) es el módulo del trabajo neto de salida (o trabajo obtenido) y se muestra por medio de una flecha saliente del sistema. El principio de conservación de la energía exige que Q_{ced} (o \dot{Q}_{ced}) sea menor que Q_{sum} (o \dot{Q}_{sum}). En el caso del ciclo simple de potencia de vapor mostrado en la Figura 6.2, la potencia obtenida es la potencia de salida de la turbina menos la potencia suministrada a la bomba.

Además, en ingeniería es frecuente medir la actuación de los dispositivos por el cociente entre el resultado deseado y el suministro exigido. Esto es,

$$\text{Actuación} = \frac{\text{resultado deseado}}{\text{suministro exigido}} \quad [6.2]$$



Adviértase la diferencia física entre el funcionamiento de un motor térmico periódicamente cíclico y un motor térmico cerrado continuo.

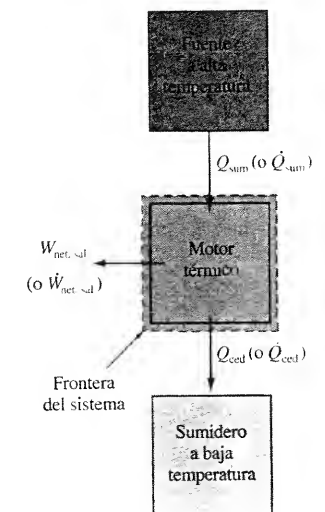


Figura 6.3. Esquema simple de un motor térmico.

El parámetro utilizado para medir la actuación de un motor térmico se llama **rendimiento térmico** o **eficiencia térmica**. El resultado deseado en motores térmicos es el trabajo neto de salida y el suministro exigido es el calor transferido al fluido de trabajo. (Adviértase que el suministro exigido *no* es el calor *neto* transferido.) Así, el rendimiento térmico η_t se define como

$$\eta_t \equiv \frac{W_{\text{net, sal}}}{Q_{\text{sum}}} = \frac{\dot{W}_{\text{net, sal}}}{\dot{Q}_{\text{sum}}} \quad [6.3]$$

donde η_t es una magnitud adimensional cuyo valor está comprendido entre 0 y 1, o entre 0 y 100 por 100. Si se suministran 100 unidades de energía a un motor térmico y se encuentra que 70 unidades se evacúan como calor a un sumidero a baja temperatura, el trabajo neto de salida es de 30 unidades y el rendimiento térmico es 0,3 (o 30 por 100). Nótese que el rendimiento térmico será la unidad (100 por 100) si Q_{ced} en la Figura 6.3 es cero. Esto es, un motor térmico con un rendimiento térmico del 100 por 100 no descarga energía mediante transferencia de calor a un sumidero a baja temperatura. El principio de conservación de la energía (véase Ec. [6.1]) no impone ninguna restricción a la conversión del calor en trabajo. Sin embargo, se mostrará que la segunda ley establece un límite superior teórico al rendimiento de la conversión calor-trabajo de los motores térmicos.



Adviértanse los dos caminos para evaluar el trabajo neto de salida.

EJEMPLO 6.1

Un ciclo simple de potencia de vapor recibe 100.000 kJ/min en forma de calor desde los gases calientes de la combustión y descarga 66.000 kJ/min en forma de calor al ambiente. Si la potencia requerida por la bomba es 1.400 kJ/min, determínese (a) el rendimiento térmico del ciclo, y (b) la potencia suministrada por la turbina en kW.

Solución

Datos. En la Figura 6.4 se muestra un ciclo simple de potencia de vapor con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) el rendimiento térmico, y (b) la potencia bruta de salida de la turbina en kW.

Modelo. Ciclo cerrado estacionario.

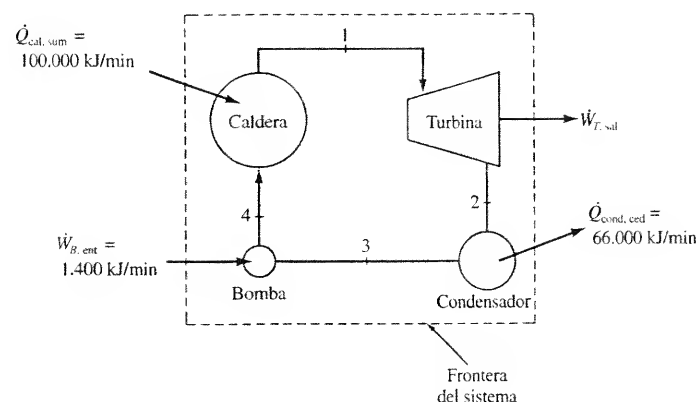


Figura 6.4. Esquema y datos del Ejemplo 6.1.

Metodología. Aplicar el principio de conservación de la energía y la definición de rendimiento térmico.

Análisis. (a) De acuerdo con la Ecuación [6.3], el rendimiento térmico viene dado por $\dot{W}_{\text{net, sal}}/\dot{Q}_{\text{sum}}$. Además, el balance global de la energía aplicado al sistema cerrado del interior de la línea de trazos es

$$\frac{dE}{dt} = \sum \dot{Q} + \sum \dot{W} = \dot{Q}_{\text{cal, sum}} - \dot{Q}_{\text{cond, ced}} - \dot{W}_{\text{net, sal}}$$

Como $dE/dt = 0$ en régimen estacionario, se tendrá que $\dot{Q}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{\text{cal, sum}} - \dot{Q}_{\text{cond, ced}}$. Por tanto,

$$\eta_t = \frac{\dot{Q}_{\text{cal, sum}} - \dot{Q}_{\text{cond, ced}}}{\dot{Q}_{\text{cal, sum}}} = \frac{100.000 - 66.000}{100.000} = 0,34 \text{ (o 34 por 100)}$$

(b) La potencia neta de salida $\dot{W}_{\text{net, sal}}$ es la diferencia entre la potencia de salida de la turbina del ciclo y la potencia suministrada a la bomba. Esto es, $\dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{W}_{T, \text{sal}} - \dot{W}_{B, \text{ent}}$. Por tanto, el balance global de la energía proporciona

$$\dot{W}_{T, \text{sal}} - \dot{W}_{B, \text{ent}} = \dot{Q}_{\text{cal, sum}} - \dot{Q}_{\text{cond, ced}}$$

Así pues, la potencia de salida de la turbina es

$$\begin{aligned} \dot{W}_{T, \text{sal}} &= \dot{Q}_{\text{cal, sum}} + \dot{W}_{B, \text{ent}} \\ &= 100.000 - 66.000 + 1.400 = 35.400 \text{ kJ/min} = 590 \text{ kW} \end{aligned}$$

Comentario. Nótese que en un ciclo simple de potencia de vapor la potencia suministrada a la bomba es una fracción pequeña de la potencia de salida de la turbina (en este caso 0,04).

6.2.2. MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR

Otras dos clases importantes de dispositivos cíclicos de interés en la ingeniería son las máquinas frigoríficas y las bombas de calor. El funcionamiento general de un ciclo frigorífico simple se ha analizado inicialmente en el Apartado 5.7.2. Estos dos sistemas cíclicos están esquematizados en la Figura 6.5. De nuevo los sentidos de Q_{sum} , Q_{ced} y $W_{\text{net, ent}}$ se muestran mediante flechas. El esquema es, simplemente, el inverso del mostrado en la Figura 6.3 para un motor térmico. Tanto en el caso de una máquina frigorífica como en el de una bomba de calor, se transfiere una cantidad de calor Q_{sum} (o \dot{Q}_{sum}) desde una fuente a baja temperatura al dispositivo cíclico, y se descarga una cantidad de calor Q_{ced} (o \dot{Q}_{ced}) a un sumidero a alta temperatura. De la misma forma que en el motor térmico, estas transferencias de calor tienen lugar hacia y desde el fluido de trabajo que realiza el proceso cíclico en el interior del dispositivo. La transferencia neta de calor se efectúa debido a un suministro neto de trabajo $W_{\text{net, ent}}$ (como puede ser la unidad motor-compresor en una máquina frigorífica real o un acondicionador de aire). Debido al trabajo suministrado a la máquina frigorífica o a la bomba de calor, el principio de conservación de la energía obliga a que el valor de Q_{ced} sea mayor que Q_{sum} .

La diferencia entre una máquina frigorífica y una bomba de calor es simplemente su finalidad; el funcionamiento es el mismo. El objetivo de una **máquina frigorífica** es mantener una región de tamaño finito a una baja temperatura predefinida extrayendo calor de ella. Una **bomba de calor** mantiene una región a una determinada temperatura alta suministrándole calor desde una fuente a temperatura baja. Por ejemplo, en un día frío de invierno una casa o una oficina pueden calentarse por medio de una bomba de calor tomando energía de la tierra o del aire exterior. Además, una bomba de calor puede utilizarse para suministrar energía a determinados procesos industriales. Se debe reconocer que un **acondi-**

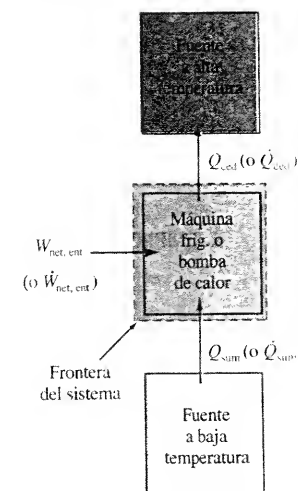


Figura 6.5. Esquema simple de una máquina frigorífica o de una bomba de calor.



Adviértase la diferencia en la finalidad de las máquinas frigoríficas, de las bombas de calor y de los acondicionadores de aire.

cionador de aire es básicamente una máquina frigorífica, salvo que la región fría es una habitación o un edificio entero y que la región caliente para la descarga del calor es el aire exterior. La mayor parte de las viviendas y oficinas tienen sistemas de refrigeración y de calefacción separados. Sin embargo, con controles adecuados es posible diseñar una sola unidad que funcione como acondicionador de aire en verano y como bomba de calor en invierno. Estas unidades «combinadas» aún se siguen llamando bombas de calor, aunque tienen una finalidad doble.

El rendimiento térmico no es un parámetro apropiado para describir el comportamiento de las máquinas frigoríficas y de las bombas de calor. En cambio, el comportamiento de estas máquinas se mide utilizando un parámetro llamado **coeficiente de actuación**, o COP. Al igual que el rendimiento térmico para los motores térmicos, el COP se define en función del resultado deseado dividido entre los costes o la entrada exigida. En los procesos de refrigeración, el resultado deseado es transferir calor al ciclo desde una región a baja temperatura y la entrada exigida es el trabajo neto comunicado. Por tanto, para una máquina frigorífica (MF)

$$\text{COP}_{\text{MF}} \equiv \frac{Q_{\text{sum}}}{W_{\text{net, ent}}} = \frac{Q_{\text{sum}}}{Q_{\text{ced}} - Q_{\text{sum}}} \quad \text{o} \quad \text{COP}_{\text{MF}} \equiv \frac{\dot{Q}_{\text{sum}}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}} = \frac{\dot{Q}_{\text{sum}}}{\dot{Q}_{\text{ced}} - \dot{Q}_{\text{sum}}}$$

[6.4]

El coeficiente de actuación para las máquinas frigoríficas es un número adimensional que siempre es mayor que cero. El resultado deseado en una bomba de calor es transferir calor desde el ciclo a un sumidero a alta temperatura y la entrada exigida el suministro de trabajo. Así, para una bomba de calor (BC)

$$\text{COP}_{\text{BC}} \equiv \frac{Q_{\text{ced}}}{W_{\text{net, ent}}} = \frac{Q_{\text{ced}}}{Q_{\text{ced}} - Q_{\text{sum}}} \quad \text{o} \quad \text{COP}_{\text{BC}} \equiv \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}} = \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{\dot{Q}_{\text{ced}} - \dot{Q}_{\text{sum}}}$$

[6.5]

donde de nuevo sólo se necesitan en la ecuación los valores de Q_{sum} y Q_{ced} . El valor de COP_{BC} nunca es menor que la unidad. Estas definiciones del COP para máquinas frigoríficas y para bombas de calor son completamente generales, en el sentido de que se aplican tanto si las temperaturas de la fuente y del sumidero son constantes como si varían durante el proceso.

EJEMPLO 6.2

Una bomba de calor cuyo COP vale 1,5 se utiliza para suministrar 270.000 kJ/h a un pequeño proceso industrial que trabaja a unos pocos cientos de grados por encima de la temperatura del aire atmosférico, que está a 2 °C. Determínese (a) la potencia necesaria en kW para mover la bomba de calor, (b) el flujo de calor extraído de la atmósfera en kJ/h, y (c) el coste del funcionamiento durante 1 h si la electricidad cuesta 12 centavos el kilovatio-hora.

Solución

Datos. En la Figura 6.6 se muestra un diagrama de la bomba de calor con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) $\dot{W}_{\text{net, ent}}$ en kW, (b) \dot{Q}_{sum} en kJ/h, y (c) el coste de 1 h de funcionamiento.

Modelo. Sistema cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar el principio de conservación de la energía y la definición del coeficiente de actuación de una bomba de calor.

Análisis. (a) De la Ecuación [6.5] que da el COP de una bomba de calor se obtiene

$$\dot{W}_{\text{net, ent}} = \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{\text{COP}_{\text{BC}}} = \frac{270.000 \text{ kJ/h}}{1,5} = 180.000 \text{ kJ/h} \times \frac{1 \text{ kW}}{3.600 \text{ kJ/h}} = 50 \text{ kW}$$

(b) El flujo de calor $\dot{Q}_{\text{sum, BC}}$ se obtiene del balance energético a la bomba:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q}_{\text{net, sum}} + \dot{W}_{\text{net, ent}} = \dot{Q}_{\text{sum}} - \dot{Q}_{\text{ced}} + \dot{W}_{\text{net, ent}}$$

Como $dE/dt = 0$ para un proceso en régimen estacionario, entonces

$$\dot{Q}_{\text{sum}} = \dot{Q}_{\text{ced}} - \dot{W}_{\text{net, ent}} = (270.000 - 180.000) \text{ kJ/h} = 90.000 \text{ kJ/h}$$

(c) El coste del funcionamiento durante una hora es

$$\text{Coste} = 50 \text{ kW} \times 1 \text{ h} \times \frac{0,12\$}{\text{kW} \cdot \text{h}} = 6,00\$$$

Comentario. Adviértase que de los 270.000 kJ/h suministrados al proceso, 90.000 kJ/h se obtienen de la atmósfera sin ningún coste.

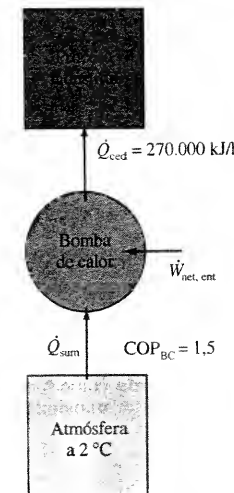


Figura 6.6. Esquema de la bomba de calor y datos del Ejemplo 6.2.

6.3. ENUNCIADOS DE LA SEGUNDA LEY

Aunque hay bastantes enunciados alternativos de la segunda ley, los enunciados de Kelvin-Planck y de Clausius son probablemente los de uso más frecuente en los cursos introductorios de termodinámica para ingenieros. Una razón para ello es el hecho de que los enunciados están muy ligados al comportamiento de los dispositivos reales de la ingeniería tales como los motores térmicos, las máquinas frigoríficas, los acondicionadores de aire y las bombas de calor. En segundo lugar, ambos enunciados reflejan el conocimiento común de ciertos fenómenos observados diariamente, aunque el enunciado de Clausius es mucho más obvio. En este apartado se introducirán los dos enunciados de la segunda ley mencionados anteriormente, y se demostrará su equivalencia. Al final del apartado se presentará un tercer enunciado que está relacionado con los estados de equilibrio, y que es equivalente a los enunciados de Kelvin-Planck y de Clausius.

6.3.1. FUENTES TÉRMICAS

En el análisis de un motor térmico realizado en el Apartado 6.2.2, las cantidades de calor transferido asociadas con el dispositivo cíclico eran, o transferidas desde una fuente de energía hacia el dispositivo o transferidas desde el dispositivo hacia un sumidero de energía. No se hizo ningún esfuerzo para identificar ninguna característica especial de estas fuentes o sumideros de calor. Antes de analizar el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley es necesario introducir un tipo especial de fuente o sumidero de calor llamada **fente térmica**. Por definición, una **fente de energía térmica** (o simplemente **fente térmica**) es un sistema cerrado con las siguientes características:

1. La única interacción de interés entre la fuente térmica y su entorno es la transferencia de calor.

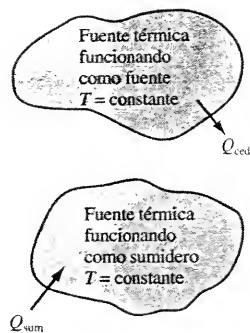


Figura 6.7. Ilustración de una fuente térmica funcionando como fuente o sumidero del calor transferido.



La única propiedad termodinámica importante de una fuente térmica es su temperatura.

2. Su temperatura permanece uniforme y constante durante un proceso.
3. La transferencia de calor hacia o desde la fuente térmica únicamente origina un incremento o disminución de la energía interna de la fuente.

Una cuarta y principal característica de toda fuente térmica se introducirá en el Apartado 6.4. En la Figura 6.7 se esquematizan fuentes térmicas que actúan como fuentes o sumideros de calor.

De la definición de fuente térmica no se deduce ninguna restricción acerca de la composición física de las fuentes. Por consiguiente, la única propiedad significativa de una fuente térmica es su *temperatura*, que debe permanecer constante. Una fuente térmica es una *idealización* que en la práctica puede aproximarse de varias formas. Si la transferencia de calor hacia o desde la fuente térmica es una fracción muy pequeña de su energía interna total, su temperatura tenderá a permanecer constante durante el intercambio de energía. Grandes masas de agua, como los océanos o los lagos, y la atmósfera alrededor de la Tierra se comportan prácticamente como fuentes térmicas. Otro ejemplo de fuente térmica real es cualquier sistema en dos fases. Aunque la relación de masas de las dos fases cambiará durante el suministro o extracción de calor, la temperatura permanecerá fija en tanto que coexistan las dos fases.

6.3.2. ENUNCIADO DE KELVIN-PLANCK DE LA SEGUNDA LEY

El rendimiento térmico de los motores térmicos reales normalmente varía entre el 10 y el 40 por 100. Por tanto, una parte importante del calor suministrado desde la fuente a alta temperatura, en la práctica se cede siempre al sumidero a baja temperatura. Una pregunta básica con respecto a los motores térmicos es si es teóricamente posible construir un dispositivo cíclico cuyo rendimiento térmico sea el 100 por 100. La respuesta a esta pregunta la proporciona directamente el *enunciado de Kelvin-Planck* de la segunda ley, que puede expresarse en la forma:

No es posible que un dispositivo que funcione cíclicamente reciba energía mediante transferencia de calor sólo desde una fuente térmica y entregue una cantidad equivalente de energía en forma de trabajo al entorno.

En términos del comportamiento de un motor térmico, el enunciado de Kelvin-Planck exige que cualquier dispositivo cíclico que produzca un trabajo neto intercambie calor al menos con dos fuentes térmicas a diferentes temperaturas. Esta restricción es la que ha exigido que el esquema simple de un motor térmico de la Figura 6.3 muestre dos fuentes térmicas para la transferencia de calor, una fuente a alta temperatura y un sumidero a baja temperatura.

El postulado de Kelvin-Planck exige que los motores térmicos funcionen entre dos (o más) cuerpos a diferentes temperaturas. Sin embargo, el cuerpo a baja temperatura no puede ser una fuente de energía como lo es la fuente a alta temperatura. Si se invirtiese el sentido de Q_{ced} de la Figura 6.3, el proceso global violaría el enunciado de Kelvin-Planck, aunque se cumpliría el principio de conservación de la energía. Por tanto, una de las fuentes térmicas debe ser una fuente y la otra un sumidero. La limitación de Kelvin-Planck en los transformadores cíclicos de calor en trabajo tiene una incidencia importante en la utilización de la energía en el mundo. Si un motor térmico necesitase sólo una fuente térmica, entonces se podrían obtener cantidades inmensas de energía directamente del ambiente y convertirlas en trabajo. Por tanto, no cabría hablar de escasez de energía en la costosa forma de trabajo. Por desgracia, la segunda ley impide esta solución simple para el problema de la energía.



Téngase en cuenta que el postulado de Kelvin-Planck exige un motor térmico que tenga al menos una fuente y un sumidero de calor.

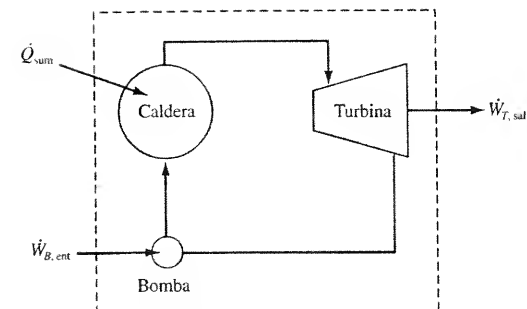


Figura 6.8. La eliminación del condensador de una planta simple de potencia de vapor conduce a un PMM2.

En los diseños reales de las plantas de potencia el sumidero a baja temperatura por lo general es una parte del ambiente, como la atmósfera o el agua de refrigeración que se toma de un río o de un lago. Como el rendimiento térmico de estas plantas es del 40 por 100 o menor, al menos el 60 por 100 de la energía que entra a la planta aparece finalmente como calor evacuado al ambiente. El aumento de la temperatura del ambiente debido a esta evacuación desde el ciclo es lo que constituye la *polución térmica* de tales plantas. Un motor térmico que intercambie calor con un *solo* cuerpo en un estado de equilibrio y produzca trabajo se conoce como *móvil perpetuo de segunda especie*, en forma abreviada PMM2. Es de segunda especie debido a que viola la segunda ley de la Termodinámica. Un PMM1 (móvil perpetuo de primera especie) es un dispositivo que viola la primera ley; es decir, más que conservar la energía, la crea. En la Figura 6.8 se muestra una ilustración de un PMM2. El ciclo simple de potencia de vapor de la Figura 6.2 se ha alterado eliminando el condensador. Una parte de la potencia de salida de la turbina se sigue utilizando para mover la bomba. Como resultado, el calor suministrado se convierte íntegramente en trabajo de la turbina y viola el enunciado de Kelvin-Planck.

Una vez aceptada la validez del enunciado de Kelvin-Planck surge una pregunta importante. Si la teoría exige que una parte del calor transferido a un motor térmico debe ser evacuada, ¿existe un rendimiento térmico teórico máximo de la conversión y cuál es ese valor máximo? Si el rendimiento térmico máximo está en el entorno del 95 al 99 por 100, y los motores térmicos modernos tienen rendimientos térmicos menores del 40 por 100, entonces los diseños actuales no son muy buenos. Sin embargo, si el límite teórico estuviese por ejemplo en el entorno del 60 al 70 por 100, entonces los diseños reales parecerían mejores. En un apartado posterior se obtendrá un límite teórico a partir de consideraciones de la segunda ley, y este límite será función exclusivamente de las temperaturas de las dos fuentes térmicas.

6.3.3. ENUNCIADO DE CLAUSIUS DE LA SEGUNDA LEY

En el Apartado 6.2 se ha señalado que las máquinas frigoríficas y bombas de calor reales funcionan porque se les comunica un trabajo. Teóricamente es esencial que el trabajo sea comunicado al dispositivo desde una fuente externa. Esto es debido a otra forma de la segunda ley conocida como *enunciado de Clausius* de la segunda ley:

Es imposible que un dispositivo cíclico funcione de tal manera que el único efecto sea transferir calor desde un cuerpo frío a otro a mayor temperatura.

Este enunciado concuerda con la experiencia común de que el calor no se transfiere espontáneamente (por sí solo) desde una región fría a otra caliente.

El enunciado de Clausius excluye la transferencia aun cuando se emplee algún dispositivo para ayudar a realizarla, siempre que no se observen otros efectos (cambios) en el propio dispositivo o en los alrededores. Los cambios en el dispositivo pueden obviarse al funcionar éste cíclicamente, de modo que siempre vuelve a su estado inicial. Sin embargo, en este caso el enunciado de Clausius sigue exigiendo un cambio en los alrededores si ha de tener lugar la transferencia de calor. Esta exigencia describe simplemente una máquina frigorífica, un dispositivo que funciona cíclicamente, transfiere energía térmica desde una región de baja temperatura a otra de alta temperatura, precisando que el exterior le comunique trabajo. Por tanto, el trabajo que hay que comunicar para el funcionamiento real de las máquinas frigoríficas, acondicionadores de aire y bombas de calor es una exigencia teórica. En este punto surge una pregunta similar a la anterior con los motores térmicos: ¿existe un trabajo teórico mínimo que hay que comunicar a estos dispositivos para unas temperaturas de los cuerpos frío y caliente especificadas? Al igual que a la pregunta propuesta en el subapartado anterior para los motores térmicos, los corolarios a la segunda ley son los que responderán a ella.



Adviértase cómo un refrigerador salva la restricción sobre la transferencia de calor desde una fuente a baja temperatura a otra a mayor temperatura.

6.3.4. EQUIVALENCIA DE LOS ENUNCIADOS DE KELVIN-PLANCK Y DE CLAUDIUS

Una vez que han sido presentados los enunciados de la segunda ley es fundamental demostrar que son equivalentes. De este modo no debería importar cuál de los dos se utilice finalmente para desarrollar los teoremas y corolarios de la segunda ley. Los enunciados, X e Y, son equivalentes si y sólo si la negación de uno de los enunciados implica la negación del otro y viceversa. Una prueba de que el no cumplimiento del enunciado de Clausius conduce al no cumplimiento del enunciado de Kelvin-Planck se obtiene considerando el conjunto de la Figura 6.9a. Basándose en la técnica lógica esbozada anteriormente, se supone que un determinado dispositivo cíclico X puede transferir el calor Q_{baja} desde una fuente a baja temperatura T_{baja} hacia un sumidero a alta temperatura, T_{alta} , sin ningún otro efecto exterior. Después, desde la fuente térmica a T_{alta} se transfiere Q_{alta} a un motor térmico M que produce un trabajo neto $W_{net, sal}$ y descarga el calor Q_{baja} a T_{baja} . Considérese ahora el sistema compuesto por el dispositivo cíclico X y el motor térmico M mostrado en el interior de la caja de líneas de trazos de la Figura 6.9a. La fuente térmica a T_{baja} no experimenta cambio neto alguno, ya que descarga el calor Q_{baja} al dispositivo X y recibe el calor Q_{baja} del motor térmico M.

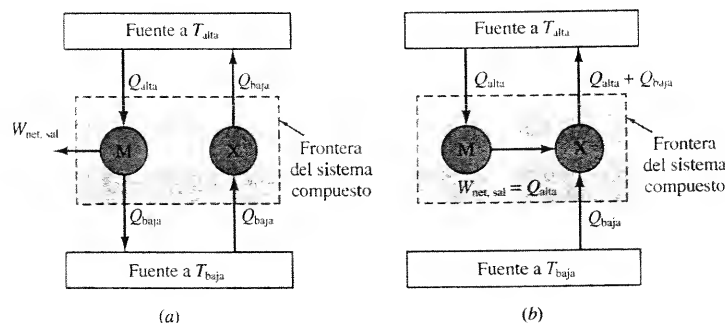


Figura 6.9. Esquema para la prueba de que los enunciados de Kelvin-Planck y Clausius de la segunda ley son equivalentes.

Por tanto, el sistema compuesto produce un trabajo neto $W_{net, sal}$ mientras que recibe el calor $Q_{net, sum} = Q_{alta} - Q_{baja}$ desde la fuente térmica a T_{alta} . Este proceso supone una violación del enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley.

En la prueba anterior, un incumplimiento del enunciado de Clausius llevó a un incumplimiento del enunciado de Kelvin-Planck. Considérese ahora la combinación de la Figura 6.9b, en la que el motor térmico M no cumple con el enunciado de Kelvin-Planck y el dispositivo X actúa como una máquina frigorífica real. Tomando como base esta combinación puede demostrarse que suponer el no cumplimiento del enunciado de Kelvin-Planck conduce al no cumplimiento del enunciado de Clausius. Por tanto, los dos enunciados son equivalentes.

6.3.5. ENUNCIADO DE HATSOPOULOS-KEENAN DE LA SEGUNDA LEY

Muestra la experiencia que sistemas de cualquier tipo que inicialmente estén en un estado de no equilibrio finalmente alcanzarán el equilibrio. Si se coloca una canica en la superficie interior de un cuenco, es de esperar que finalmente quede en reposo en el fondo del cuenco sin ningún cambio en el ambiente. Si dos sistemas a diferentes temperaturas se ponen en contacto térmico, estando aislados térmicamente del exterior, se observa que finalmente los dos sistemas alcanzan la misma temperatura. Cuando un gas se expande desde un recipiente hacia otro, estando los dos recipientes aislados térmicamente del exterior, finalmente se alcanzarán las mismas temperatura, presión y densidad en ambos recipientes. Si dos líquidos miscibles, como el alcohol y el agua, se vierten conjuntamente, se espera que los líquidos se mezclen hasta que alcancen un estado uniforme. Se podrían dar muchos otros ejemplos. No hay modo de poder probar que estos sistemas abandonados a sí mismos finalmente alcanzan un estado de equilibrio. Es simplemente una cuestión de experiencia. Nótese que, por definición, un sistema está en *equilibrio estable* si no puede darse un cambio finito en su estado sin un cambio finito en el estado del ambiente¹.

De acuerdo con la experiencia, se puede postular que tal comportamiento es el que generalmente se espera. Este postulado se conoce como **enunciado de Hatsopoulos-Keenan** de la segunda ley:

Cualquier sistema con ciertas restricciones especificadas y que tenga un límite superior en su volumen puede, desde cualquier estado inicial, alcanzar un estado de equilibrio estable sin ningún efecto sobre el ambiente.

Este enunciado postula la existencia de los estados de equilibrio (estable). Por restricciones se entiende divisiones internas, campos de fuerzas externos conservativos, paredes impermeables rígidas, etc. Este enunciado implica que se alcanzará un estado de equilibrio particular. Así, la tendencia al equilibrio es por naturaleza direccional. Adviértase que esta forma de la segunda ley está muy relacionada con las proposiciones 4 y 5 de la lista del Apartado 6.1 de fenómenos relacionados con la segunda ley.

Un corolario importante del enunciado de Hatsopoulos-Keenan es:

Si un sistema está en equilibrio estable, no puede cambiar a otro estado de equilibrio estable con un trabajo neto de salida como el único efecto externo al sistema.

¹ En este texto, equilibrio se refiere a equilibrio estable. No se consideran las formas de equilibrio inestable o metaestable.

Para probar el corolario, se supone que puede darse tal cambio con el único efecto de transferir trabajo al exterior. Este trabajo podría entonces tomarse del ambiente y utilizarse para cambiar el sistema a un estado diferente de su estado original. Como resultado, el sistema habrá cambiado a un nuevo estado de equilibrio sin ningún efecto neto en el ambiente. Pero esto incumple la definición de estado de equilibrio estable, y por tanto el corolario queda probado.

Los tres enunciados alternativos de la segunda ley presentados anteriormente ilustran la amplia diversidad de fenómenos físicos observados sobre los que fundamentar una «ley de la naturaleza». Debido a su equivalencia, cualquier enunciado de la segunda ley conducirá al mismo conjunto de teoremas y corolarios de interés en el diseño de dispositivos de energía en la ingeniería.

6.3.6. EQUIVALENCIA DE LOS ENUNCIADOS DE HATSPOULOS-KEENAN Y DE CLAUSIUS

El enunciado de Hatsopoulos-Keenan (H-K) es una forma alternativa de la segunda ley. Por tanto, debe demostrarse su equivalencia con el de Kelvin-Planck o con el de Clausius. Para probar la equivalencia de los enunciados de H-K y Clausius, considérese un sistema inicialmente en equilibrio estable a T_{baja} como se muestra en la Figura 6.10. Espontáneamente se transfiere el calor Q_1 desde el sistema a otro sistema a temperatura mayor T_{alta} . Este proceso, por descontado, incumple el enunciado de Clausius. Ahora se transfiere la misma cantidad de calor Q_1 a un motor térmico. El motor térmico produce, durante un ciclo, el trabajo $W_{\text{net, sal}}$ y descarga hacia el sistema inicial una cantidad de calor igual a $Q_2 = Q_1 - W_{\text{net, sal}}$. Como resultado, el sistema a alta temperatura y el motor térmico no experimentan ningún cambio neto. Por tanto, el efecto neto del proceso completo es la producción de un trabajo de salida neto, mientras que el sistema cambia de un estado de equilibrio a otro. Pero esto contradice el corolario del enunciado de Hatsopoulos-Keenan. Por tanto, suponer que se incumple el enunciado de Clausius lleva al incumplimiento del enunciado de H-K. Se deja al lector la prueba de que el incumplimiento del enunciado de H-K lleva al incumplimiento del enunciado de Clausius. Estas dos pruebas son suficientes para mostrar la equivalencia de los enunciados de Hatsopoulos-Keenan y Clausius.

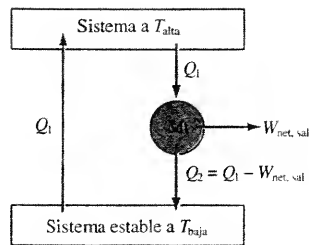


Figura 6.10. Esquema de la prueba de que los postulados de Clausius y Hatsopoulos-Keenan de la segunda ley son equivalentes.

6.4. PROCESOS REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

El enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley exige que el rendimiento térmico de todos los motores térmicos sea menor que el 100 por 100. Sin embargo, no ha sido establecido ningún valor límite máximo. La termodinámica también proporciona una expresión para el límite superior teórico del rendimiento térmico. Para obtener una relación general es necesario en primer lugar describir qué se entiende por motor térmico «ideal». Esto precisa una introducción al concepto de reversibilidad y de proceso reversible. En general, un **proceso totalmente reversible** se define como sigue:

Un proceso que se origina a partir de un estado de equilibrio inicial se dice completamente reversible si en cualquier instante durante el proceso, tanto el sistema como el ambiente con el que interactúa pueden ser devueltos a sus estados iniciales.

El concepto de reversibilidad total, por su definición, exige una *capacidad de restablecimiento*. Pero esta exigencia, aplicada tanto al sistema como al medio ambiente, es excesivamente fuerte. Normalmente, durante un proceso dado, el

interés se centra exclusivamente en el sistema que evoluciona. Por ejemplo, un proceso cuasiestático requiere condiciones de equilibrio en el interior de las fronteras del sistema, pero no impone ninguna restricción sobre los efectos que puedan tener lugar en los alrededores. Sin embargo, un proceso totalmente reversible exige algo de esos alrededores.

A la vista del análisis de las interacciones de trabajo del Capítulo 2, cualquier forma de trabajo cuasiestático, como el trabajo en la frontera, puede efectuarse mediante una serie de etapas en equilibrio. Sólo en estas circunstancias el trabajo comunicado por el sistema podrá ser igual al trabajo comunicado al sistema en el camino inverso. Considérese, por ejemplo, el dispositivo cilindro-émbolo que contiene un gas y que está conectado a un volante como se muestra en la Figura 6.11a. El émbolo se supone *sin fricción*, y tanto el cilindro como el émbolo están perfectamente aislados térmicamente. Si se realizase una expansión por medio de pequeñas disminuciones en la fuerza exterior resistente, propiedades como la presión y la temperatura cambiarían lenta y uniformemente en el gas. Por tanto, el trabajo de salida sería igual a la integral de $P dV$, y se podría almacenar una cantidad equivalente de energía en la forma de energía cinética de rotación del volante. Ahora el proceso se podría invertir quitando lentamente energía al volante y comprimiendo el gas mediante una serie de pequeños incrementos de la presión. Cuando el gas alcanza su presión inicial, la energía extraída del volante será exactamente igual a la añadida inicialmente durante el proceso de expansión. Además, el trabajo de compresión será igual al trabajo de expansión del gas. Como el sistema y su entorno han vuelto a sus estados iniciales, el proceso descrito es totalmente reversible. Como enunciado general, para los mismos estados inicial y final, *en una interacción totalmente reversible el valor del trabajo en el camino inverso es numéricamente igual al valor en el camino original o directo, pero de signo opuesto*.

Esta afirmación que considera las interacciones de trabajo durante un proceso totalmente reversible puede extenderse igualmente a las interacciones de calor. Para un sistema cerrado, como el gas encerrado en el dispositivo cilindro-émbolo analizado anteriormente, las variaciones de U para los caminos directo e inverso son iguales en magnitud, pero de signo opuesto, debido a que U es una propiedad del sistema. El principio de conservación de la energía para el sistema establece que $\Delta U_{\text{mc}} = Q + W$. Por tanto, la siguiente afirmación debe ser válida: Como consecuencia de la definición de proceso totalmente reversible, *es inherente a todo proceso totalmente reversible que todas las interacciones de calor y trabajo que tengan lugar durante el proceso original (directo) sean iguales en magnitud, pero de sentido opuesto, durante el proceso inverso*. De este modo, el sistema no deja historia en su entorno cuando regresa a su estado inicial.

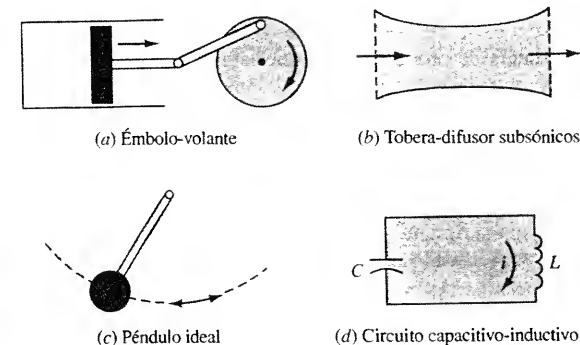


Figura 6.11. Algunos procesos reversibles.

El concepto de reversibilidad total puede aplicarse también a sistemas abiertos. Como segundo ejemplo, considérese el flujo estacionario a través de una tobera adiabática y sin fricción (véase Fig. 6.11*b*). La aplicación del principio de conservación de la energía muestra que la entalpía del fluido disminuye mientras que su energía cinética aumenta. Si después de la tobera se coloca un difusor adiabático y sin fricción, entonces el fluido puede ser devuelto a un estado idéntico al que tenía a la entrada a la tobera. El difusor incrementa la entalpía del fluido a expensas de disminuir su energía cinética. Como el entorno no se ve envuelto en el proceso, el proceso descrito es reversible. Hay otros ejemplos de procesos reversibles, y entre ellos están el péndulo ideal y el circuito capacitivo-inductivo puro (véanse las Figs. 6.11*c* y 6.11*d*), así como el muelle perfectamente elástico. Por consiguiente, muchos de los conceptos básicos de la física elemental pueden emplearse para idear procesos totalmente reversibles.

El proceso totalmente reversible es una *idealización*. Es un concepto que a veces puede aproximarse con gran precisión por dispositivos reales, pero que nunca se iguala. Hay dos razones fundamentales por las que los procesos reales nunca serán verdaderamente reversibles. En primer lugar, se requiere la ausencia de fricción entre sólidos en las superficies de contacto de émbolos, volantes y otros dispositivos mecánicos. Un péndulo exige, además, la ausencia de rozamiento del aire, que es un tipo de fricción fluida. Un circuito capacitivo-inductivo no debe contener ningún elemento resistivo, y un muelle debe estar hecho de un material elástico ideal (para cumplir la ley de Hooke). En los casos reales, estos efectos de fricción, resistencia eléctrica y falta de elasticidad pueden reducirse de forma sustancial, pero es imposible su eliminación completa. Estos fenómenos físicos, de forma colectiva, se conocen como *efectos disipativos*, debido a que en todos los casos una parte de la energía del sistema se convierte o disipa en una forma menos útil.

Debe satisfacerse un segundo criterio para que un proceso que incluya a un sistema y su entorno local sea totalmente reversible. En el análisis precedente de la combinación cilindro-émbolo y volante era necesario realizar la expansión y compresión del gas en una serie de etapas en equilibrio. De otra forma, el trabajo de salida y el suministrado no serían los mismos, y el proceso no sería reversible. La exigencia de que el proceso sea cuasiestático para ser reversible es general. Por tanto, durante el proceso sólo están presentes fuerzas no equilibradas infinitesimales. Por ejemplo, la transferencia de calor es no reversible si se debe a una diferencia finita de temperaturas ΔT . La transferencia de calor se hace reversible si la diferencia de temperaturas entre los sistemas que intervienen tiene un valor dT .

Un proceso global es irreversible si el sistema o su entorno no pueden ser devueltos a sus estados iniciales. Cualquier sistema que se retorna a su estado inicial después de un proceso con irreversibilidades dejará en su entorno una historia debido precisamente a esas irreversibilidades. Éstas surgen de dos fuentes:

1. La presencia de efectos disipantes inherentes.
2. La presencia de procesos no cuasiestáticos.

La presencia de cualquiera de esta clase de efectos es suficiente para hacer irreversible un proceso. Ya que todos los procesos reales incluyen tales efectos, el proceso totalmente reversible es un proceso *límite* al que todos los procesos reales pueden aproximarse en su comportamiento, pero nunca igualarlo.

Que un proceso dado es totalmente reversible, probablemente se reconozca mejor determinando si durante el proceso tienen lugar irreversibilidades. La mayoría de las irreversibilidades caen dentro de la categoría de la experiencia común e incluyen

1. Resistencia eléctrica.
2. Deformación inelástica.
3. Corriente viscosa de un fluido.



Considérense las dos posibles fuentes de irreversibilidades.

4. Fricción sólido-sólido.
5. Transferencia de calor a través de una diferencia finita de temperaturas.
6. Efectos de histéresis.
7. Ondas de choque.
8. Amortiguación interna de un sistema vibrante.
9. Expansión libre de un fluido
10. Corrientes fluidas a través de válvulas y de tapones porosos (estrangulamiento).
11. Reacciones químicas espontáneas.
12. Mezcla de gases o líquidos distintos.
13. Ósmosis.
14. Disolución de una fase en otra.
15. Mezcla de fluidos idénticos, inicialmente a diferentes presiones y temperaturas.

Esta lista ilustra dos puntos. Primero, los procesos que son parte de las experiencias cotidianas son todos irreversibles. Segundo, estos procesos abarcan una gran variedad de efectos físicos y químicos.

La ausencia de efectos disipantes inherentes y de efectos de no-equilibrio en un sistema y en su entorno conduce al concepto de proceso *totalmente reversible*. Con frecuencia tiene ventajas el considerar procesos en los que *dentro del sistema no existen irreversibilidades*, pero que no necesariamente deben de estar ausentes del entorno. Tales procesos se conocen como *internamente reversibles*. *Cualquier interacción de trabajo que tenga lugar durante un proceso internamente reversible debe ser cuasiestática*. Por tanto, no están permitidas las interacciones de trabajo no-cuasiestático asociadas con ruedas de paletas o resistencias eléctricas dentro del sistema, ya que estos efectos son por naturaleza irreversibles. *Un proceso internamente reversible puede invertir su camino exactamente, cambiando simplemente el sentido de todas sus interacciones en la frontera*. Finalmente, un *proceso externamente reversible* es aquel en el que las irreversibilidades pueden estar presentes en el interior del sistema de interés, pero el entorno con el que interacciona debe experimentar sólo cambios reversibles. Tanto los procesos totalmente reversibles como los internamente reversibles juegan un importante papel en el estudio de la termodinámica. La utilidad del concepto de proceso reversible se hará patente con la aplicación repetida a diferentes situaciones.

En el Apartado 6.3 se introdujo el concepto de fuente térmica como una fuente o un sumidero, a temperatura constante, del calor transferido. Una definición más completa de fuente térmica sería ahora:

1. La temperatura durante el proceso permanece uniforme y constante.
2. Todos los cambios dentro de la fuente térmica son internamente reversibles.

En teoría no hay efectos disipantes dentro de una fuente térmica y el sistema se equilibra rápidamente para mantener una temperatura uniforme. Así pues, cualquier cambio en el estado de una fuente térmica ocurre de manera *internamente reversible*.



Nótese la diferencia entre irreversibilidades internas y externas.



Adviértanse las dos características de una fuente térmica

6.5. SEGUNDA LEY Y ENTROPÍA. PRESENTACIÓN CLÁSICA

Ya se señaló en el Apartado 6.1 que hay numerosos fenómenos que se observan diariamente que no pueden explicarse con las leyes de conservación como las de la masa y energía. Muchos de esos fenómenos tienen carácter direccional.

Antes, en el Apartado 6.3 se indicó que históricamente habían surgido varios enunciados de la segunda ley con los que poder explicar las observaciones diarias. Se hizo notar la equivalencia de esos enunciados. Sin embargo, aún se necesita un concepto que unifique esos enunciados de la segunda ley en un formato analítico aplicable a todos los procesos energéticos. El formato matemático deseado se desarrollará en este apartado por medio del método «clásico» o «tradicional».

Este formato matemático uniformador de la segunda ley puede desarrollarse también a partir de un postulado. Esta presentación se desarrolla en el Apartado 6.6. Los autores recomiendan que en un curso introductorio de Termodinámica el estudiante sea iniciado sólo en una de esas presentaciones. Sin embargo, ambas conducen a un punto común del desarrollo de la segunda ley. El contenido del Apartado 6.7 y de los capítulos siguientes no depende de si inicialmente se ha optado por la presentación «clásica» o por medio de un «postulado».

La finalidad del Apartado 6.5 es desarrollar una propiedad llamada entropía. Esta propiedad puede utilizarse para mostrar por qué se observan limitaciones en los procesos. Más importante, la materia que se desarrolla a continuación puede utilizarse para mostrar cómo pueden mejorarse los procesos energéticos que existen, y cómo pueden optimizarse las actuaciones de nuevos sistemas energéticos.

6.5.1. FORMAS ANALÍTICAS DEL ENUNCIADO DE KELVIN-PLANCK

En el Apartado 6.3 se han introducido tres formas alternativas (y equivalentes) de enunciar la segunda ley. En teoría puede usarse cualquiera de esos enunciados para desarrollar deducciones importantes de la segunda ley. El más apropiado para este fin es el enunciado de Kelvin-Planck debido a que es fácilmente convertible en una forma matemática útil. También juega un papel importante en este desarrollo el concepto de irreversibilidad, introducido en el apartado anterior.

Recuérdese que el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley excluye un motor térmico que origine trabajo recibiendo calor de una *sola* fuente térmica. Esto es, para un ciclo así, no puede haber trabajo *neto* de salida. Sin embargo, no existe restricción alguna sobre la posibilidad de que en un proceso cíclico se comunique un trabajo *neto* al sistema o que éste sea *nulo*. Por tanto, una expresión analítica para el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley será

$$W_{\text{net, ent}} = \sum_{\text{ciclo}} W \geq 0 \quad (\text{una única fuente térmica}) \quad [6.6a]$$

donde el término Σ representa la suma de todas las interacciones trabajo durante el ciclo. Expresando las interacciones trabajo en forma diferencial, la ecuación anterior puede también expresarse como

$$W_{\text{net, ent}} = \oint \delta W \geq 0 \quad (\text{una única fuente térmica}) \quad [6.6b]$$

(Recuérdese que el símbolo \oint indica que la integración se extiende al ciclo entero.) Además, el balance energético para un proceso cíclico de un sistema cerrado se reduce a $\oint \delta W = -\oint \delta Q$. El resultado es otra forma útil del enunciado de Kelvin-Planck en función del calor transferido

$$Q_{\text{net, sum}} = \oint \delta Q \leq 0 \quad (\text{una única fuente térmica}) \quad [6.7]$$

Por tanto, el calor neto transferido durante un ciclo debe ser *nulo* o *cedido* por el sistema. Así pues, existe una restricción sobre el sentido de las interacciones calor y trabajo netas asociadas a un sistema cerrado cuando éste realiza un número entero de ciclos mientras permanece en contacto con una única fuente térmica. La aparición del signo de desigualdad en el desarrollo matemático de la segunda ley es la primera indicación de que la segunda ley es una ley que tiene *naturaleza direccional* o, lo que es lo mismo, es *no conservativa*.

Los signos «igual» o «menor» de las ecuaciones anteriores estarán relacionados con la ausencia o presencia de irreversibilidades internas en un sistema cerrado y cíclico. Para centrarse en la influencia de las *irreversibilidades internas* sobre los signos de las Ecuaciones [6.6] y [6.7], todos los efectos exteriores a las fronteras del sistema, incluyendo las interacciones de calor y trabajo, se modelarán como reversibles, como se muestra en la Figura 6.12. (Las interacciones trabajo, por ejemplo, podrían ser hacia o desde un muelle, un sistema de polea y peso o un volante.) Sin embargo, las irreversibilidades pueden darse en el interior del sistema. Esta disposición fue descrita en el Apartado 6.4 como externamente reversible.

Considérese ahora la situación en la que el sistema cerrado de la Figura 6.12 realiza un proceso cíclico para el que $W_{\text{net, ent}} = 0$. Durante el proceso cíclico pueden tener lugar algunas interacciones en forma de trabajo, bien hacia, o bien desde el sistema cerrado. Sin embargo, la suma de esas interacciones debe ser nula para el caso en estudio. En esta situación sólo se aplica el signo igual de la Ecuación [6.6a] (y de la Ec. [6.6b]). Debido a que el proceso es cíclico, $\Delta E = 0$ para el sistema cerrado. Además, como $Q_{\text{net}} = \Delta E - W_{\text{net}}$, el calor transferido al ciclo es también cero cuando lo es W_{net} . Por tanto, cuando se aplica el signo igual en la Ecuación [6.6a] (o en la Ec. [6.6b]), también habrá que aplicar ese signo en la Ecuación [6.7]. En este caso no habrá cambio neto ni en el sistema cerrado ni en el sistema exterior después del proceso cíclico. Pero cuando un sistema y su entorno total son capaces de restaurarse completamente, el proceso se dice que es *totalmente reversible*. Como las interacciones de calor y trabajo se han elegido de modo que fuesen externamente reversibles, el uso del signo igual en las Ecuaciones [6.6] y [6.7] implica que el ciclo propio es *internamente reversible*. Recíprocamente puede mostrarse que cuando un sistema cerrado realiza un ciclo internamente reversible, si sólo hay presente una fuente térmica el trabajo neto es nulo. En resumen,

- El signo de igualdad en las Ecuaciones [6.6] y [6.7] se aplica cuando un sistema cerrado, intercambiando calor con una sola fuente térmica, realiza un proceso cíclico *internamente reversible*.

Como siguiente paso, se reconoce que todos los procesos o son reversibles o irreversibles. Como todos los procesos cíclicos internamente reversibles asociados con el sistema de la Figura 6.12 requieren el uso de $W_{\text{net, ent}} = 0$ y $Q_{\text{net, sum}} = 0$, la *desigualdad* en esas ecuaciones debe estar asociada con la presencia de *irreversibilidades* en el interior del sistema. Por tanto

- El signo «menor que» en las Ecuaciones [6.7] y [6.8] se aplica cuando un sistema cualquiera, intercambiando calor con una sola fuente térmica, realice un proceso cíclico *internamente irreversible*.

Recíprocamente, un proceso cíclico al que se le comunique trabajo, será *internamente irreversible*, y el calor será cedido por el sistema hacia una única fuente térmica.

Las anteriores reglas matemáticas basadas en el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley se aplican a sistemas cerrados cíclicos que intercambien calor con una *sola* fuente térmica. Además, los efectos *externos* a la frontera del sistema se han elegido reversibles. Esto permitirá centrar la atención exclusivamente en el sistema cíclico. Las reglas representadas por las Ecuaciones [6.6] y [6.7] conducen a conclusiones importantes en los apartados siguientes considerando el funcionamiento de sistemas tanto cerrados como abiertos.

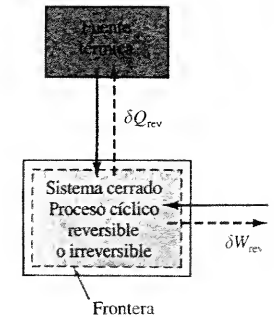


Figura 6.12. Esquema de un sistema cerrado con interacciones de trabajo y calor reversibles con el ambiente local.

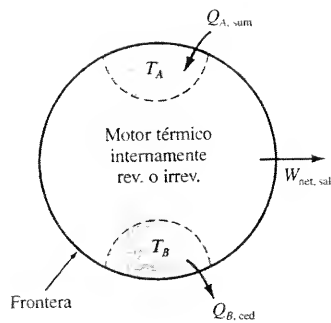


Figura 6.13. Esquema de un motor térmico que funciona entre dos fuentes térmicas a T_A y T_B .

6.5.2. LIMITACIONES GENERALES DE LA SEGUNDA LEY PARA MOTORES TÉRMICOS

Con la introducción de los conceptos de reversibilidad, los motores térmicos se pueden ahora clasificar como internamente reversibles o internamente irreversibles. Un motor térmico internamente reversible está libre de efectos disipantes y de no-equilibrio en su interior durante su funcionamiento.

En la Figura 6.13 se muestra un esquema de un motor térmico con transferencia de calor $Q_{A, sum}$ hacia el sistema a una temperatura constante T_A y transferencia de calor $Q_{B, ced}$ desde el sistema a una temperatura constante T_B . El motor térmico, representado por un círculo, puede ser un equipo en régimen estacionario tanto periódico como de circuito cerrado. Tanto si es internamente reversible como irreversible, su rendimiento térmico de acuerdo con la Ecuación [6.3] y con la relación $W_{net} = Q_{A, sum} - Q_{B, ced}$ vendrá dado por

$$\eta_t \equiv \frac{W_{net, sal}}{Q_{A, sum}} = \frac{Q_{A, sum} - Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} = 1 - \frac{Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} \quad [6.8]$$

Considérense ahora los siguientes e importantes corolarios de la segunda ley relacionados con el rendimiento térmico de los motores térmicos.

1. El rendimiento térmico de un motor térmico internamente *irreversible* es *siempre menor* que el rendimiento térmico de un motor térmico internamente *reversible* funcionando ambos entre las mismas regiones de alta y baja temperatura.
2. Los rendimientos térmicos de dos motores térmicos internamente *reversibles* que funcionen entre las mismas regiones de alta y baja temperatura *son iguales*.

Estos dos corolarios comprenden el *principio de Carnot*.

El método para probar el primer corolario se basa en el conjunto mostrado en la Figura 6.14. Un motor *internamente reversible* M y un motor *internamente irreversible* I funcionan entre las dos mismas fuentes térmicas. Ambos motores reciben la misma cantidad de calor Q_1 . El motor internamente reversible produce el trabajo W_M , mientras que el motor internamente irreversible produce el trabajo W_I . Para poder utilizar la forma analítica del enunciado de Kelvin-Planck en la prueba, todas las interacciones de calor y trabajo en ambos motores se eligen reversibles. Al ser el motor M interna y externamente reversible, *puede invertirse el sentido de su funcionamiento*. En el sentido inverso (como se muestra con las flechas discontinuas en la Fig. 6.14), los valores de Q_1 , Q_2 y W_M permanecen iguales, pero sus signos han cambiado. Ahora, al haberse invertido el motor M funciona como una máquina frigorífica (MF) simultáneamente con el motor térmico I, y cada uno realiza un número entero de ciclos. En este caso el intercambio neto de calor con la fuente de alta temperatura es cero. Esto sucede porque ahora esta fuente térmica recibe Q_1 del motor invertido MF y cede Q_1 al motor térmico I. Además, se intercambia la cantidad de calor neta $Q_2 + Q_3$ a la fuente térmica de baja temperatura. Para el sistema compuesto formado por MF e I (encerrado por la línea discontinua en la Fig. 6.14) existe una interacción de trabajo neto con el entorno, mientras intercambia calor con una sola fuente térmica.

Para el sistema encerrado por la línea discontinua de la Figura 6.14, la forma analítica del enunciado de Kelvin-Planck exige que $W_{net, ent}$ sea positivo para un ciclo internamente reversible que intercambie calor con sólo una fuente térmica. Esto es, en esta situación la Ecuación [6.6a] se escribe en la forma

$$W_{net, ent} = W_{M, MF, ent} - W_{I, MT, sal} > 0 \quad [6.9a]$$

Pero para el motor térmico totalmente reversible M funcionando en sentido inverso, $W_{M, MF, ent} = W_{M, MT, sal}$. Por tanto, la Ecuación [6.9a] queda

$$W_{M, MT, sal} - W_{I, MT, sal} > 0 \quad [6.9b]$$

donde los dos términos están dados en valores absolutos. Reordenando,

$$W_{M, MT, sal} > W_{I, MT, sal} \quad [6.9c]$$

Así pues, un motor térmico internamente reversible M producirá siempre más trabajo que un motor térmico internamente irreversible I cuando los dos reciben la misma cantidad de calor, y ambos reciben y ceden el calor a fuentes térmicas con las mismas temperaturas. Al recibir cada motor la misma cantidad de calor Q_1 , de acuerdo con la Ecuación [6.8] para el rendimiento térmico $\eta_t = W_{net, sal}/Q_{sum}$,

$$\eta_{t, M} > \eta_{t, I} \quad [6.10]$$

lo que confirma el primer corolario de Carnot. Sin buscarlo, se ha demostrado que las irreversibilidades internas disminuyen el rendimiento térmico de un motor térmico real, si se compara con un motor térmico internamente reversible que funcione entre las *mismas* fuentes térmicas durante el suministro y la cesión de calor. Por tanto, la reversibilidad interna es un criterio para determinar el comportamiento «ideal» de los motores térmicos.

La prueba del segundo enunciado del principio de Carnot se realiza de manera análoga. El motor irreversible I de la Figura 6.14 se sustituye por un motor internamente reversible H. Para el sistema compuesto formado por M con funcionamiento inverso (como máquina frigorífica) y H como motor térmico, la Ecuación [6.6a] exige que

$$W_{net, ent} = W_{M, MF, ent} - W_{H, MT, sal} = 0$$

Se ha aplicado el signo igual debido a que los dispositivos cíclicos M y H son internamente reversibles, y el proceso global de nuevo se ha supuesto externamente reversible. También, como se ha visto anteriormente, $W_{M, MF, ent} = W_{M, MT, sal}$. Por tanto, la ecuación anterior puede escribirse como

$$W_{M, MT, sal} = W_{H, MT, sal}$$

Por consiguiente, para el mismo calor suministrado Q_1 a los motores térmicos M y H, y las mismas fuentes térmicas durante el suministro y la descarga del calor

$$\eta_{t, M} = \eta_{t, H} \quad [6.11]$$

Por tanto, se ha probado el segundo enunciado del principio de Carnot. Esto es, todos los motores térmicos internamente reversibles que funcionen con las mismas temperaturas del fluido de trabajo durante el suministro y la cesión de calor tienen el mismo rendimiento térmico. Los motores térmicos cíclicos difieren, por lo general, unos de otros sólo en la serie de procesos que conforman el ciclo y en la sustancia que realiza el ciclo. El corolario 2 implica que el rendimiento térmico de un motor térmico internamente reversible no depende del proceso real utilizado para el ciclo ni del fluido de trabajo que se utilice en el motor.

En el desarrollo del principio de Carnot se han utilizado los conceptos de motor térmico interna y externamente reversible. En la Figura 6.15 se muestra un esquema más detallado de estos dispositivos. Para que los procesos de transferencia de calor sean externamente reversibles, el calor suministrado $Q_{A, sum}$ tiene lugar desde una fuente térmica a $T_A + dT$, mientras que la temperatura del sistema cíclico es T_A . La misma diferencia de temperaturas diferencial se da en la transferencia de calor $Q_{B, ced}$ entre T_B y $T_B - dT$. Debido a las diferencias de temperaturas



Adviértanse las restricciones al considerar el signo mayor que entre el rendimiento térmico de un motor internamente reversible y otro internamente irreversible.

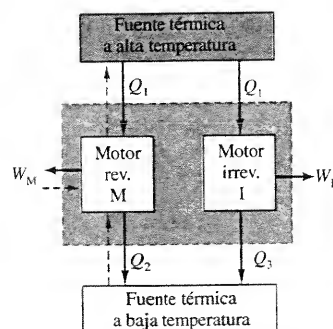


Figura 6.14. Esquema del conjunto para la prueba de que $\eta_i < \eta_{RM}$.

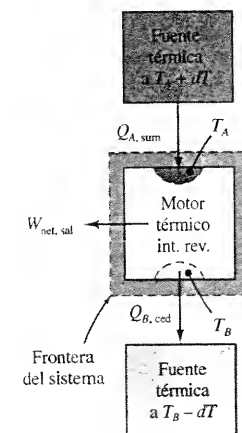


Figura 6.15. Esquema de un motor térmico totalmente reversible



Téngase en cuenta que un motor térmico totalmente reversible proporciona el medio para la transferencia reversible de calor entre una diferencia finita de temperaturas.

diferenciales, el proceso global puede funcionar como un motor térmico o como máquina frigorífica, como se ha demostrado en el subapartado anterior. Con uno y otro funcionamiento las magnitudes de los términos de interacción de trabajo y calor son iguales, y sólo se invierten los sentidos. Ésta es una técnica general para conseguir una transferencia de calor reversible aunque la diferencia global de temperaturas $T_A - T_B$ sea finita.

6.5.3. LA ESCALA TERMODINÁMICA DE TEMPERATURA

De acuerdo con el enunciado 2 del principio de Carnot, el rendimiento térmico de los motores térmicos internamente reversibles es independiente de su construcción, del diseño del ciclo y del fluido de trabajo del motor. Como consecuencia, el valor límite (máximo) de $\eta_{t, rev}$ sólo dependerá de T_A y T_B , las temperaturas del fluido de trabajo durante el suministro y la cesión del calor. Éstas son las únicas variables que quedan en el diseño de un motor internamente reversible. En el proceso de búsqueda de la función apropiada de la temperatura surge otra pregunta fundamental. ¿Cuál es la naturaleza del termómetro que ha de utilizarse para medir T_A y T_B ? Es bien sabido que los termómetros que cuentan con diferentes sustancias termométricas, con frecuencia no presentan buena concordancia, incluso en intervalos de temperatura razonablemente pequeños.

Considérese ahora un motor térmico internamente reversible que funciona en régimen estacionario y recibe el calor $Q_{A, sum}$ de una fuente a alta temperatura en la frontera T_A , como se muestra en la Figura 6.16. El motor térmico también cede al entorno el calor $Q_{B, ced}$, a una temperatura de la frontera T_B . El sistema también produce una cantidad neta de trabajo $W_{net, sal}$. Según el segundo enunciado del principio de Carnot, se puede escribir que $\eta_t = f(T_A, T_B)$. Además, la Ecuación [6.8] muestra que η_t puede también expresarse como

$$\eta_t = \frac{W_{net, sal}}{Q_{A, sum}} = \frac{Q_{A, sum} - Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} = 1 - \frac{Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} \quad [6.8]$$

donde de nuevo en la ecuación sólo se precisan los valores de $Q_{A, sum}$ y $Q_{B, ced}$. Al igualar las dos expresiones anteriores del rendimiento térmico se obtiene que

$$\frac{Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} = 1 - f(T_A, T_B) \equiv \psi(T_A, T_B)$$

donde $f(T)$ y $\psi(T)$ son funciones arbitrarias. La única forma de la función $\psi(T)$ matemáticamente aceptable es $\psi(T_A, T_B) = g(T_A)/g(T_B)$. Por tanto, las ecuaciones anteriores quedan

$$\frac{Q_{B, ced}}{Q_{A, sum}} = \frac{g(T_B)}{g(T_A)} \quad (\text{motor térmico cíclico reversible})$$

donde $g(T)$ es otra función indeterminada. La elección arbitraria de $g(T)$ proporciona la oportunidad para establecer una **escala termodinámica de temperatura** que es independiente de las propiedades de cualquier sustancia debido a la naturaleza de un motor térmico internamente reversible. Basándose en la sugerencia de lord Kelvin, la función $g(T)$ se sustituye por T , de modo que

$$\frac{Q_{A, sum}}{Q_{B, ced}} = \frac{T_A}{T_B} \quad (\text{motor térmico cíclico reversible}) \quad [6.12]$$

Un examen de este resultado revela que el cociente entre dos temperaturas cualesquiera en esta escala termodinámica de temperatura debe ser el mismo que el de los calores transferidos por un motor térmico internamente reversible que in-

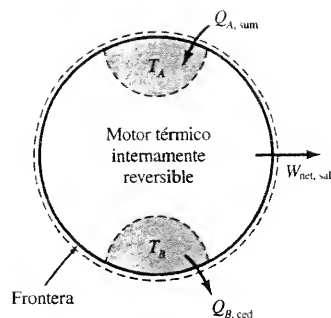


Figura 6.16. Motor térmico internamente reversible con $Q_{A, sum}$ a T_A y $Q_{B, ced}$ a T_B .

tercambia calor con su entorno a esas mismas temperaturas en la frontera. Las temperaturas medidas en esta escala se llaman **temperaturas absolutas**. La Ecuación [6.12] también es válida para máquinas frigoríficas y bombas de calor internamente reversibles.

La **escala Kelvin de temperaturas** se establece asignando a una de las fuentes térmicas que está a la temperatura del punto triple (pt) del agua el valor 273,16 K. Si ahora un motor térmico funciona entre una fuente térmica a la temperatura del punto triple del agua y otra a una temperatura desconocida T , entonces esta última temperatura vendrá dada por

$$T = 273,16 \frac{Q}{Q_{pt}} \quad (\text{ciclo reversible}) \quad [6.13]$$

donde Q y Q_{pt} son las interacciones de calor que tienen lugar en la frontera del motor térmico a las temperaturas T y T_{pt} respectivamente. Las temperaturas en la escala absoluta o escala termodinámica de temperaturas deben expresarse o en kelvin o en grados Rankine. La temperatura en la escala Kelvin tiende a cero cuando lo hace el calor cedido.

Como un motor térmico internamente reversible es una idealización, se deben utilizar otras técnicas para medir los valores numéricos de la temperatura. A propósito, la escala de temperaturas basada en el termómetro de gas ideal a volumen constante (como se analizó en el Apartado 1.6.4) es idéntica a la escala absoluta Kelvin basada en un motor térmico reversible. En regiones en las que no es aplicable el termómetro de gas ideal, se dispone de otras técnicas empíricas de medida para obtener buenos resultados prácticos.

6.5.4. ACTUACIONES ESTÁNDAR DE MOTORES TÉRMICOS REVERSIBLES

Como se ha señalado en el Apartado 6.1, la segunda ley establece los criterios para el comportamiento «ideal» de los dispositivos energéticos. La sustitución de la Ecuación [6.12] en la Ecuación [6.8] proporciona el rendimiento térmico «ideal» $\eta_{t, rev}$ de los motores térmicos internamente reversibles que reciben calor a T_A y lo ceden a T_B

$$\eta_{t, rev} = \eta_{t, Carnot} \equiv 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.14]$$

El rendimiento térmico dado por la Ecuación [6.14] se llama **rendimiento de Carnot**. De acuerdo con el principio de Carnot, éste sería el **máximo** rendimiento que un motor térmico podría tener cuando funcionase entre las temperaturas T_A y T_B . Se aplica a cualquier motor térmico internamente reversible, así como a un ciclo de un motor térmico totalmente reversible. Como la primera ley prohíbe rendimientos térmicos mayores que el 100 por 100, no es posible que la escala absoluta de temperaturas tenga temperaturas negativas.

Como se ha señalado en el Apartado 6.5.2, los motores reales deben tener rendimientos térmicos menores que los de un motor térmico reversible que funcione entre las mismas temperaturas T_A y T_B . Los dispositivos usuales productores de potencia tienen rendimientos térmicos comprendidos entre el 10 y el 40 por 100. Estos valores son bajos con relación al 100 por 100. Sin embargo, la Ecuación [6.14] obliga a que los rendimientos térmicos reales se comparen no con el 100 por 100, sino con un valor menor, el valor teórico máximo. Para que en los motores reales se alcancen valores altos del rendimiento térmico, la segunda ley predice que la temperatura de alta T_A debería ser lo más alta posible, y las

irreversibilidades deberían alcanzar en la práctica los valores más bajos. Adviértase que no se precisa una descripción del camino del ciclo del fluido de trabajo en el motor térmico reversible. Posteriormente en el texto se analizan con el rendimiento de Carnot diversos modos de funcionamiento de motores térmicos teóricos.

EJEMPLO 6.3

El fluido de trabajo de un ciclo simple de potencia de vapor recibe 100.000 kJ/min en forma de calor a 800 K, y cede calor a 320 K. Si la bomba requiere una potencia de 140 kJ/min, determínese (a) el rendimiento térmico de un ciclo internamente reversible, y (b) la potencia que suministra la turbina en kW. (c) Compárense los rendimientos térmicos teórico y del ciclo real calculado en el Ejemplo 6.1.

Solución

Datos. En la Figura 6.17 se muestra el ciclo simple de potencia de vapor con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) el rendimiento térmico teórico, y (b) la potencia bruta de salida de la turbina en kW. (c) Compárese con el Ejemplo 6.1.

Modelo. Ciclo de circuito cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar el principio de conservación de la energía y la ecuación del rendimiento térmico de Carnot.

Análisis. (a) Utilizando la Ecuación [6.14] para el rendimiento térmico de Carnot, se obtiene que

$$\eta_{t, rev} = \eta_{t, Carnot} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{320}{800} = 0,625 \text{ (o 62,5 por 100)}$$

(b) Ahora que se conoce el rendimiento térmico de Carnot del sistema cíclico cerrado en régimen estacionario que está en el interior de la línea discontinua de la Figura 6.17, se puede calcular la potencia neta de salida del sistema utilizando la definición básica de rendimiento térmico, $\eta_t = \dot{W}_{net, sal} / \dot{Q}_{cal, sum}$. Por tanto

$$\dot{W}_{net, sal} = \eta_t \dot{Q}_{cal, sum} = 0,625(100.000 \text{ kJ/min}) = 62.500 \text{ kJ/min}$$

En este sistema, la potencia neta de salida es $\dot{W}_{net, sal} = \dot{W}_{T, sal} - \dot{W}_{B, ent}$. Resolviendo para la potencia de salida de la turbina, se tiene

$$\begin{aligned} \dot{W}_{T, sal} &= \dot{W}_{net, sal} + \dot{W}_{B, ent} = (62.500 + 1.400) \text{ kJ/min} \\ &= (63.900 \text{ kJ/min}) \left(\frac{1 \text{ kW} \cdot \text{min}}{60 \text{ kJ}} \right) = 1.065 \text{ kW} \end{aligned}$$

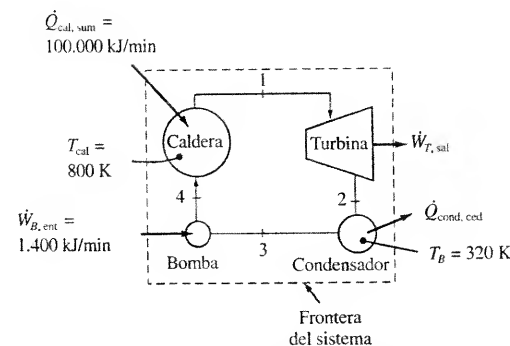


Figura 6.17. Esquema de los equipos y datos del Ejemplo 6.3.

Nótese que se podría obtener, si fuera necesario, el flujo de calor desde el condensador escribiendo el balance de energía en régimen estacionario para el sistema del interior de las líneas discontinuas. Puede verse que los resultados son $\dot{W}_{net, sal} = \dot{Q}_{net, sum} = \dot{Q}_{cal, sum} - \dot{Q}_{cond, ced}$ y $\dot{Q}_{cond, ced} = 37.500 \text{ kJ/min}$.

(c) El rendimiento térmico real para el mismo flujo de calor en la caldera y la misma potencia suministrada a la bomba se obtuvo en el Ejemplo 6.1 y era el 34 por 100. Compárese este valor con el 65 por 100 para el ciclo teórico (internamente reversible).

Comentario. La diferencia entre la potencia de salida real de la turbina, 590 kW, y la potencia de salida teórica, 1.065 kW, refleja la influencia de las irreversibilidades internas en la actuación de la turbina, sin considerar las irreversibilidades de la bomba.

6.5.5. DESIGUALDAD DE CLAUSIUS

En los apartados anteriores se han desarrollado relaciones matemáticas para el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley, para la medida de temperatura en la escala termodinámica de temperaturas y para el rendimiento térmico de un motor térmico internamente reversible con temperaturas constantes en las fronteras durante el proceso de transferencia de calor. Todas esas relaciones sólo incluyen los parámetros δQ (o Q), δW (o W) y la temperatura absoluta T . Se busca ahora una relación importante entre esas mismas variables para una situación más general en la que un sistema cerrado realiza un proceso cíclico. El sistema puede experimentar múltiples transferencias de calor hacia adentro o hacia fuera, múltiples interacciones trabajo comunicadas al sistema o comunicadas por el sistema, pudiendo variar la temperatura de la frontera durante el ciclo. La única restricción para el proceso en el interior del sistema cerrado es que o es internamente reversible o es internamente irreversible.

El sistema, señalado con una línea de trazos en la zona derecha de la Figura 6.18, realiza un cambio de estado infinitesimal con las interacciones calor δQ y trabajo δW . Para utilizar la forma analítica de Kelvin-Planck en este desarrollo, el proceso de transferencia de calor externo al sistema cerrado y cíclico debe ser reversible. Para asegurar que esto es así, se coloca un dispositivo cíclico totalmente reversible D entre una fuente térmica a temperatura constante T_F y el sistema cerrado a una temperatura variable T (recuérdese el análisis del final del Apartado 6.5.2 acerca de los motores totalmente reversibles). Las flechas de trazo continuo que en la figura representan δQ_F hacia el dispositivo D y δW_D hacia fuera del dispositivo D son para el dispositivo cíclico que funciona como motor térmico, y que suministra la cantidad de calor δQ al sistema cerrado. Al mismo tiempo el sistema comunica hacia el exterior el trabajo δW . Las flechas discontinuas corresponden al dispositivo D funcionando en sentido inverso (como una máquina frigorífica), y, en este caso, la cantidad de calor δQ es cedida por el sistema cerrado.

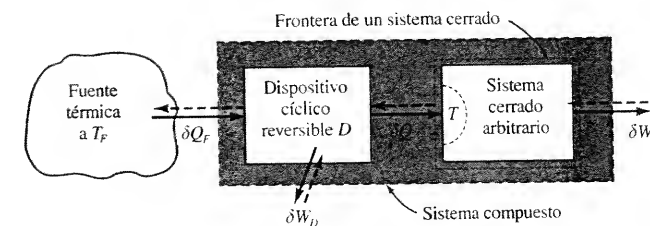


Figura 6.18. Esquema para la demostración de la desigualdad de Clausius.

Recuérdese que para un motor térmico o para una máquina frigorífica internamente reversibles que intercambian calor con sistemas de temperaturas constantes, la Ecuación [6.12] exige de forma general que $Q_{\text{sum}}/T_{\text{sum}} = Q_{\text{ced}}/T_{\text{ced}}$. En términos de la Figura 6.18 y del dispositivo cíclico D , las cantidades δQ_F medida respecto al dispositivo cíclico D y δQ medida respecto al sistema cerrado tienen siempre el mismo sentido. Esto es cierto funcione el dispositivo D como motor térmico o en sentido inverso como máquina frigorífica. Por consiguiente, para cada cantidad de calor elemental δQ_F y δQ intercambiada con el dispositivo cíclico, la Ecuación [6.12] simplemente resulta

$$\frac{\delta Q_F}{T_F} = \frac{\delta Q}{T} \quad [6.15]$$

Esta ecuación es aplicable independientemente del sentido de funcionamiento del dispositivo cíclico D . Además, considérese el sistema compuesto señalado con la línea de trazos de la Figura 6.18. Este sistema cíclico compuesto intercambia calor con la única fuente térmica T_F , e intercambia los trabajos δW y δW_D con el ambiente. Por tanto, la forma analítica del enunciado de Kelvin-Planck, dada en la Ecuación [6.17], es aplicable al proceso del sistema del interior de la línea de trazos. En función de los símbolos de la Figura 6.18, la Ecuación [6.7] resulta

$$\oint \delta Q_F \leq 0 \quad [6.16]$$

Advirtiendo que T_F es una constante, al sustituir la Ecuación [6.15] en la Ecuación [6.16] se obtiene

$$T_F \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_r \leq 0$$

donde se precisa el signo de δQ cuando se pone su valor en la ecuación. Se ha añadido el subíndice r para resaltar que tanto δQ como T deben evaluarse en la zona de la frontera del sistema en la que tiene lugar la transferencia de calor. Además, T es una temperatura absoluta.

Como T_F es un número positivo en la escala Kelvin, la ecuación anterior puede escribirse en la forma

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_r \leq 0 \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.17]$$

donde δQ sigue el convenio estándar de signos de la transferencia de calor en sistemas cerrados. El signo de integral cíclica indica una suma realizada sobre todo el ciclo y sobre todas las partes de la frontera del sistema cerrado. Este resultado se conoce como **desigualdad de Clausius**. Establece que cuando un sistema cerrado cualquiera realiza un proceso cíclico, la suma de todos los términos $\delta Q/T$ en la frontera del sistema para cada evolución diferencial del proceso será siempre igual o menor que cero. Se aplica igualmente a un dispositivo mecánico periódico o a un dispositivo continuo en régimen estacionario. Siguiendo la notación anterior y recordando que la obtención se ha basado en procesos externamente reversibles, el signo igual se aplica a ciclos internamente reversibles y la desigualdad a ciclos internamente irreversibles para cualquier sistema cerrado.

6.5.6. LA FUNCIÓN ENTROPÍA

La forma internamente reversible (int rev) de la Ecuación [6.17],

$$\oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} = 0 \quad [6.18]$$

conduce a un resultado importante. Recuérdese del Apartado 1.3 que la variación de una propiedad en un proceso cíclico es cero. Recíprocamente, si la integral a lo largo de un ciclo arbitrario de una magnitud es cero, entonces la magnitud es una propiedad. Por tanto, $\delta Q/T$ representa en la ecuación anterior una variación diferencial de una propiedad termodinámica. La propiedad se designa con S y fue llamada **entropía** por Clausius en 1865. Por tanto, por definición,

$$dS \equiv \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.19]$$

o para un camino finito e internamente reversible

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.20]$$

Así, las leyes primera y segunda son semejantes en cuanto a que ambas conducen a la definición del *cambio* de una propiedad (E y S) en función de las interacciones en la frontera de un sistema cerrado. Para un proceso internamente reversible la variación de la entropía ($S_2 - S_1$) es debida exclusivamente a la transferencia de calor. El segundo término de las Ecuaciones [6.19] y [6.20] se interpreta como una medida de la *transferencia de entropía* asociada a la transferencia de calor. Para realizar la integral de la Ecuación [6.20] se necesita conocer una relación entre δQ y T , y el proceso debe ser internamente reversible. Por ser la entropía una propiedad, su variación es la misma para todo proceso entre dos estados dados. Por tanto, una vez se ha calculado ΔS mediante la Ecuación [6.20] para un camino internamente reversible, el valor resultante es el mismo para todo otro proceso entre los mismos estados inicial y final, sea el proceso internamente reversible o irreversible. Las dimensiones de la función entropía son [energía]/[temperatura absoluta]. En ingeniería, las unidades del SI son típicamente kJ/K, mientras que en el sistema USCS son Btu/°R.

Para cualquier sistema cerrado que realice un proceso internamente reversible, $dS = \delta Q/T$. La relación entre dS y $\delta Q/T$ en un proceso internamente irreversible se determina a partir de la Ecuación [6.17]. Considérese un proceso cíclico compuesto por un proceso irreversible (Irr) desde el estado 1 al estado 2 y un proceso reversible (Rev) desde 2 a 1 como se ilustra en la Figura 6.19. De acuerdo con la Ecuación [6.17] se escribe

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{Irr}} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{Rev}} < 0$$

Sólo se aplica la desigualdad debido a que una parte del ciclo es irreversible. Sustituyendo la Ecuación [6.20] por el segundo término del segundo miembro de la relación anterior, e invirtiendo los límites de la última integral, se obtiene

$$\int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{Irr}} < S_2 - S_1 = \Delta S \quad (\text{proceso irreversible})$$

Por tanto, para un proceso internamente irreversible, la integral de $\delta Q/T$ es siempre menor que el valor de ΔS . Una combinación de esta ecuación con la Ecuación [6.20] lleva a la generalización de que

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} \leq \Delta S \quad [6.21]$$

o

$$\left(\frac{\delta Q}{T} \right) \leq dS \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.22]$$



Téngase en cuenta que $\delta Q/T$ puede integrarse a lo largo de un camino internamente reversible para determinar la variación de entropía.



Nótese la importancia física de la desigualdad de Clausius.

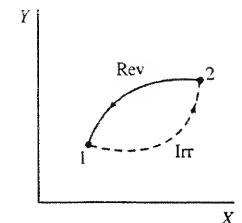


Figura 6.19. Camino cíclico de un sistema cerrado.



Adviértase cómo $\delta Q/T$ sirve de comparación para los caminos reversible e irreversible con los mismos estados inicial y final.

donde los signos de igualdad y desigualdad se aplican a procesos internamente reversibles e internamente irreversibles, respectivamente. Como consecuencia, la transferencia de entropía en un sistema cerrado *nunca* puede ser mayor que el valor de la variación de entropía. Adviértase que si se encuentra que la variación de entropía en un sistema cerrado es menor que la integral de $\delta Q/T$, el proceso es imposible. Por tanto, la comparación de ΔS con la integral de $\delta Q/T$ es un test de si el proceso que experimente a un sistema cerrado es internamente reversible, irreversible o imposible.

6.5.7. GENERACIÓN DE ENTROPÍA Y BALANCE DE ENTROPÍA DE UN SISTEMA CERRADO

En el apartado anterior se ha desarrollado la relación fundamental $dS \geq \delta Q/T$ para un sistema cerrado (véase Ec. [6.22]). Esta ecuación indica que $\delta Q/T$ es una medida de dS cuando se evalúa en un proceso internamente reversible. Sin embargo, $\delta Q/T$ no es una medida precisa de dS en procesos internamente irreversibles; de hecho, su contribución es siempre demasiado pequeña. Esta desigualdad entre dS y $\delta Q/T$ durante un proceso internamente irreversible puede hacerse igualdad si se considera el concepto de generación de entropía.

La única diferencia entre procesos internamente reversibles e internamente irreversibles es la presencia física de irreversibilidades internas en el último caso. De acuerdo con la Ecuación [6.22] del apartado anterior, resulta claro que las irreversibilidades internas *tienen siempre una contribución positiva* a la variación de entropía, independientemente de cualquier efecto por parte de la transferencia de calor. Esta contribución se llama *generación de entropía* o *producción de entropía* y se señala con el símbolo σ como magnitud extensiva (y con σ_m cuando es intensiva). Por tanto, la desigualdad de la Ecuación [6.22] puede hacerse una igualdad si se añade el término σ para contabilizar la *presencia de irreversibilidades internas*.

La variación de entropía de un sistema cerrado se debe sólo a dos posibles efectos, a saber, la transferencia y la generación de entropía. Así, *el balance general de entropía para un sistema cerrado* o masa de control (mc) para un cambio diferencial de estado se expresa como

$$dS_{mc} = \frac{\delta Q}{T} + \delta\sigma$$

[6.23]

Para un cambio de estado finito,

$$S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

[6.24]

donde $\sigma \geq 0$. Estas dos ecuaciones retienen la idea de que la transferencia de calor siempre contribuye a la variación de entropía en un sistema cerrado, sea proceso reversible o irreversible. Esta contribución puede ser positiva, negativa o nula, dependiendo del sentido de la transferencia real de calor. Adviértase que en la Ecuación [6.23] se ha utilizado el símbolo δ delante de σ (en vez del símbolo diferencial d). Se utiliza ese símbolo para resaltar que la producción de entropía, como el calor y el trabajo, depende del camino que siga el proceso. La generación de entropía depende de la magnitud de las irreversibilidades internas presentes en el proceso. Debido a que las irreversibilidades internas representan pérdidas en las actuaciones durante el proceso, el término de generación de entropía es una medida de esas pérdidas.

En algunos casos la transferencia de calor tiene lugar en distintas zonas de la frontera. Si la temperatura en esas zonas es diferente, entonces una expresión más general de la Ecuación [6.23] es

$$dS_{mc} = \sum_{j=1}^n \frac{\delta Q_j}{T_j} + \delta\sigma$$

[6.25]

donde T_j es la temperatura en el punto en el que entra δQ_j . Las Ecuaciones [6.23] y [6.25] pueden también expresarse en forma de variación temporal. Por ejemplo, la Ecuación [6.25] resulta

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}$$

[6.26]

donde $\dot{\sigma} = \delta\sigma/dt$, la *producción de entropía por unidad de tiempo* debida a las irreversibilidades en el interior del sistema. El término $\sum \dot{Q}_j/T_j$ es el *flujo neto de entropía* debido a la transferencia de calor. La Ecuación [6.26] puede escribirse con palabras en la forma

$$\left(\begin{array}{c} \text{VARIACIÓN} \\ \text{de entropía} \\ \text{con el tiempo} \\ \text{en el sistema} \\ \text{en el instante } t \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{FLUJO neto} \\ \text{de entropía hacia} \\ \text{el sistema debido} \\ \text{a la transferencia} \\ \text{de calor en el instante } t \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{GENERACIÓN} \\ \text{de entropía con el} \\ \text{tiempo en el interior} \\ \text{del sistema} \\ \text{en el instante } t \end{array} \right)$$

[6.27]

Las Ecuaciones [6.23] a [6.26] son todas formas del *balance de entropía* para procesos de sistemas cerrados. Como resultado, todas estas ecuaciones se pueden escribir en la forma

Variación de entropía = transferencia de entropía + generación de entropía

[6.28]

$$\left(\begin{array}{c} > \\ = 0 \\ < \end{array} \right) \qquad \left(\begin{array}{c} > \\ = 0 \\ < \end{array} \right) \qquad (\geq 0)$$

Los términos entre paréntesis debajo de la Ecuación [6.28] indican los valores posibles de las magnitudes de la ecuación. Como consecuencia, la única vía para disminuir la entropía de un sistema cerrado es mediante la transferencia de calor hacia *el exterior* del sistema. Sin embargo, en este caso la contribución de la transferencia de entropía debe ser más negativa que la contribución positiva de las irreversibilidades internas. Adviértase también, a partir de las ecuaciones precedentes, que la transferencia de entropía sólo está asociada con la transferencia de calor en la frontera. No hay transferencia de entropía asociada con la interacción de trabajo en la frontera. No obstante, algunos tipos de interacción de trabajo originan una producción de entropía en el interior del sistema.

La introducción de la generación de entropía dentro del análisis de los procesos energéticos es muy importante. Este término mide, por ejemplo, la pérdida de capacidad de trabajo o las ineficiencias presentes durante los procesos energéticos. Los valores de la producción de entropía se utilizan generalmente para establecer comparaciones. Por ejemplo, podría compararse la producción de entropía en diferentes componentes de un ciclo para determinar las ineficiencias relativas de funcionamiento de dichos componentes. Con esta base, el ingeniero debe en primer lugar rediseñar el componente con mayor producción de entropía del ciclo. También pueden compararse varios ciclos diferentes con los mismos criterios de diseño tomando como base su generación total de entropía.



Nótese las diferentes formas del balance de entropía de un sistema cerrado. Todas ellas pueden obtenerse a partir de una cuidadosa aplicación de la Ecuación [6.26].



Adviértanse los dos mecanismos que pueden variar la entropía de un sistema cerrado.

La evaluación de la generación de entropía habitualmente requiere el conocimiento tanto de la variación de entropía en el proceso como la transferencia de entropía que tiene lugar en cada zona de la frontera donde se transfiere el calor. El término de transferencia de entropía en algunos casos es de difícil evaluación si se desconocen o el valor del calor transferido o la temperatura en la frontera. En algunos casos es necesario suponer un proceso de cuasiequilibrio para aproximar la transferencia de entropía asociada con la transferencia de calor.

6.6. SEGUNDA LEY Y ENTROPÍA.
PRESENTACIÓN ALTERNATIVA

Ya se señaló en el Apartado 6.1 que numerosos fenómenos que se observan diariamente no pueden explicarse utilizando leyes de conservación como las de la masa y la energía. Muchos de estos fenómenos tienen naturaleza direccional. Después en el Apartado 6.3 se resaltó que históricamente habían surgido varios enunciados de la segunda ley que podían utilizarse para explicar esas observaciones diarias. Se hizo notar la equivalencia de estos enunciados. Sin embargo, aún se necesita un concepto que unifique esos enunciados con una forma analítica aplicable a todos los procesos energéticos. La expresión matemática deseada se va a desarrollar en este apartado mediante un postulado.

Esta expresión matemática que unifica la segunda ley puede también desarrollarse desde un punto de vista «clásico» o «tradicional». Es lo que se ha hecho en el Apartado 6.5. Los autores recomiendan que en un curso de introducción a la Termodinámica, el estudiante debe ser iniciado sólo en una de esas presentaciones. Ambas conducen a un punto común en el desarrollo de la segunda ley. La materia de los siguientes apartados y capítulos no depende de si inicialmente se ha optado por la presentación «clásica» o la presentación mediante un «postulado».

El objetivo de este apartado (Apdo. 6.6) es desarrollar una propiedad llamada entropía. Esta propiedad puede utilizarse para mostrar por qué se observan limitaciones en los procesos. Más importante, la materia que se va a desarrollar posteriormente puede utilizarse para mostrar cómo pueden mejorarse los procesos energéticos existentes y cómo pueden optimizarse las actuaciones de los nuevos sistemas energéticos.

6.6.1. POSTULADO DE LA SEGUNDA LEY

Una cuarta forma de la segunda ley es su postulado. Esto es precisamente otra forma de resumir la segunda ley de la Termodinámica. Este postulado hace tres cosas. En primer lugar, postula la existencia de una nueva propiedad, la entropía. En segundo lugar, establece las condiciones bajo las que puede transportarse la propiedad entropía a través de las fronteras de un sistema cerrado. En tercer lugar, pone límites a las posibles variaciones de entropía en un sistema aislado. Este postulado se enuncia a continuación:

POSTULADO DE LA SEGUNDA LEY

1.

Existe una propiedad intrínseca y extensiva llamada *entropía* *S*.

2.

La entropía se transporta por transferencia de calor a través de las fronteras de un sistema cerrado. El *flujo de entropía asociado con la transferencia de calor* en una frontera con un flujo de calor *Q̇* y a temperatura uniforme *T* se define como la magnitud *Q̇/T* y esta magnitud tiene el mismo convenio de signo que el del flujo de calor.

3. La entropía sólo puede ser producida, y en el límite de proceso internamente reversible la producción de entropía se reduce a cero. Así, la *producción de entropía por unidad de tiempo* *σ̇* para un sistema cualquiera debe satisfacer la siguiente relación:

σ̇ > 0

para procesos internamente irreversibles

σ̇ = 0

para procesos internamente reversibles

Este postulado es equivalente a los otros tres enunciados, como se demostrará en breve. La ventaja extraordinaria de este postulado de la segunda ley de la Termodinámica es que proporciona directamente los medios para predecir el comportamiento de los sistemas reales centrando la atención sobre el sistema mismo. Utilizando la información del postulado, las dimensiones del flujo de entropía deben ser [energía/tiempo]/[temperatura]. Esto significa que la entropía debe tener las dimensiones físicas de [energía]/[temperatura].

Aunque este postulado pueda parecer extraño, se podría haber seguido una aproximación similar para la masa y para la energía. Si se hubiera optado por escribir los postulados para la masa y para la energía, podrían ser como sigue:

POSTULADO DE LA CONSERVACIÓN DE LA MASA

1.

Existe una propiedad intrínseca y extensiva llamada masa, *m*.

2.

La masa de un sistema aislado permanece constante; esto es, la masa se conserva.

POSTULADO DE LA CONSERVACIÓN DE LA ENERGÍA

1.

Existe una propiedad extensiva llamada energía, *E*.

2.

La energía puede transportarse a través de las fronteras de un sistema cerrado mediante dos mecanismos: trabajo y calor.

3.

La energía de un sistema aislado permanece constante; esto es, la energía se conserva.

Antes de demostrar la equivalencia de las cuatro formas alternativas de la segunda ley o de examinar todas las implicaciones de la misma es necesario expresar el postulado mediante una ecuación útil para el cálculo de la entropía.

6.6.2. BALANCE DE ENTROPÍA
PARA SISTEMAS CERRADOS

Utilizando el postulado de la segunda ley es posible escribir una ecuación para el cálculo (o balance) de la entropía para un sistema cerrado. (En el siguiente apartado se harán extensivos estos resultados a un sistema abierto.) En un sistema cerrado, la velocidad de cambio de una propiedad extensiva en el interior del sistema cerrado es igual a la velocidad neta a la que se transporta esa propiedad hacia el interior del sistema a través de su frontera, más la velocidad a la que se genera en el interior del sistema. Este es un principio general de balance que es válido para cualquier propiedad extensiva. Cuando se aplica este principio de balance a la propiedad extensiva entropía en un sistema cerrado, se obtiene

el **balance de entropía en forma de variación con el tiempo para un sistema cerrado**:

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma} \quad [6.29]$$

donde $\dot{\sigma} = \delta\sigma/dt$ es la producción de entropía por unidad de tiempo debida a las irreversibilidades en el interior del sistema. El subíndice j corresponde a la superficie con el flujo de calor \dot{Q}_j especificado y una temperatura de la superficie T_j uniforme. La Ecuación [6.29] puede escribirse con palabras en la forma

$$\left(\begin{array}{c} \text{VARIACIÓN} \\ \text{de entropía} \\ \text{con el tiempo} \\ \text{en el sistema} \\ \text{en el instante } t \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{FLUJO neto} \\ \text{de entropía hacia} \\ \text{el sistema debido} \\ \text{a la transferencia} \\ \text{de calor en el instante } t \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{GENERACIÓN} \\ \text{de entropía con el} \\ \text{tiempo en el interior} \\ \text{del sistema} \\ \text{en el instante } t \end{array} \right)$$

$$\left(\begin{array}{c} > \\ = 0 \\ < \end{array} \right) \quad \left(\begin{array}{c} > \\ = 0 \\ < \end{array} \right) \quad (\geq 0) \quad [6.30]$$

Los términos entre paréntesis por debajo de la Ecuación [6.30] indican los valores posibles de las magnitudes de la ecuación. Adviértase a partir del balance de entropía que la transferencia de entropía en un sistema cerrado está asociada sólo a la transferencia de calor en la frontera. No hay transferencia de entropía asociada con la interacción de trabajo en la frontera. No obstante, algunos tipos de interacción de trabajo originan una producción de entropía en el interior del sistema. Obsérvese también que la única vía para disminuir la entropía de un sistema cerrado es mediante la transferencia de calor hacia *el exterior* del sistema. Sin embargo, en este caso la contribución de la transferencia de entropía debe ser más negativa que la contribución positiva de las irreversibilidades internas.

Para un cambio de estado diferencial el balance general de entropía para un sistema cerrado o masa de control (mc) en *variables extensivas* se expresa como

$$dS_{mc} = \frac{\delta Q}{T} + \delta\sigma \quad [6.31]$$

Para un cambio de estado finito,

$$(S_2 - S_1)_{mc} = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma \quad [6.32]$$

donde de nuevo $\sigma \geq 0$. Adviértase que en la Ecuación [6.31] se ha utilizado el símbolo δ delante de σ (en vez del símbolo diferencial d). Se utiliza ese símbolo para resaltar que la producción de entropía, como el calor y el trabajo, depende del camino que siga el proceso. La generación de entropía depende de la magnitud de las irreversibilidades internas presentes en el proceso. Debido a que las irreversibilidades internas representan pérdidas en las actuaciones durante un proceso, el término de generación de entropía es una medida de estas pérdidas.



Recuérdense los dos mecanismos que pueden hacer variar la entropía de un sistema cerrado.

En algunos casos la transferencia de calor puede tener lugar en distintas zonas de la frontera. Si la temperatura en estas zonas es diferente, entonces una expresión más general de la Ecuación [6.31] sería

$$dS_{mc} = \sum_{j=1}^n \frac{\delta Q_j}{T_j} + \delta\sigma \quad [6.33]$$

donde T_j es la temperatura en el punto en el que entra δQ_j , y la suma de nuevo se extiende a las n zonas diferentes de la frontera.

Antes de continuar sólo queda un punto más que es necesario investigar para poder aplicar con seguridad el balance de entropía. Este punto es ¿cómo se define la temperatura en el balance de entropía? Esto se investiga en el apartado siguiente.

6.6.3. ESCALA TERMODINÁMICA DE TEMPERATURA Y RENDIMIENTO DE CARNOT

El postulado de la segunda ley utiliza en su definición del flujo de entropía asociado con el calor una temperatura de la que no proporciona ninguna información explícita. Como se sabe, existen termómetros que cuentan con diferentes sustancias termométricas que con frecuencia no presentan buena concordancia, incluso en intervalos de temperatura razonablemente pequeños. Para su identificación, a la escala de temperatura que satisface el postulado de la segunda ley se la llamará **escala termodinámica de temperatura**. Las temperaturas medidas con esa escala se llaman **temperaturas absolutas**.

Para definir esta escala de temperatura, considérese un ciclo simple de un motor térmico que funciona en condiciones de régimen estacionario, recibe el flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{sum}}$ de su entorno a una temperatura de la frontera T_A , y cede el flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{ced}}$ a una temperatura de la frontera T_B . Véase la Figura 6.20. El sistema también produce una cantidad neta de potencia mecánica $\dot{W}_{\text{net, obt}}$. Aplicando la ecuación de conservación de la energía y la ecuación de balance de entropía a este sistema cerrado y en régimen estacionario se obtiene

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}} - \dot{W}_{\text{net, sal}} \rightarrow \dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}} \quad [6.34]$$

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{T_B} + \dot{\sigma} \rightarrow \dot{\sigma} = - \left(\frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{T_B} \right) \quad [6.35]$$

donde $dE/dt = dS/dt = 0$ en régimen estacionario. Si el funcionamiento del motor térmico es *internamente reversible* (como se muestra en la Fig. 6.20), entonces $\dot{\sigma} = 0$, y existe una relación única entre las dos transferencias de calor y las temperaturas de la superficie con ellas relacionadas. Bajo condiciones de reversibilidad interna, la anterior ecuación del balance de entropía (Ec. [6.35]) se convierte en

$$0 = \frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{T_B} \quad \text{o} \quad \left(\frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{\dot{Q}_{B, \text{ced}}} \right)_{\text{int rev}} = \frac{T_A}{T_B} \quad [6.36]$$

Un examen de la Ecuación [6.36] revela que el *cociente entre dos temperaturas cualesquiera en la escala termodinámica de temperatura debe ser el mismo que el de los flujos de calor* de un motor térmico internamente reversible que intercambie calor a esas mismas temperaturas.

La *escala Kelvin de temperatura* es una escala termodinámica de temperatura que se establece al asignar a la temperatura del punto triple del agua (pt) exactamente el valor de 273,16 K. Considérese un motor térmico internamente reversible

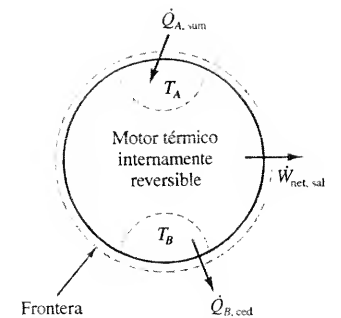


Figura 6.20. Esquema de un motor térmico internamente reversible con intercambio de calor a T_B y T_A .

ble que funcione con una temperatura de frontera que sea la del punto triple del agua T_{pt} , y otra temperatura de frontera a una temperatura desconocida T . De acuerdo con la Ecuación [6.36], esta última temperatura T viene dada por

$$T = 273,16 \frac{\dot{Q}}{\dot{Q}_{pt}} \quad (\text{internamente reversible}) \quad [6.37]$$

donde \dot{Q} y \dot{Q}_{pt} son los flujos de calor en la frontera del motor térmico internamente reversible a las temperaturas T y T_{pt} respectivamente. Las temperaturas en la escala absoluta o escala termodinámica de temperaturas deben expresarse en kelvin o en grados Rankine. La temperatura en la escala Kelvin tiende a cero cuando lo hace el calor que se cede. Todos los cálculos que en el balance de entropía incluyan la transferencia de entropía *deben realizarse utilizando las temperaturas absolutas*.

Como un motor térmico internamente reversible es una idealización, se deben utilizar otras técnicas para medir parcialmente los valores numéricos de la temperatura. La escala de temperatura basada en el termómetro de gas ideal a volumen constante (como se analizó en el Apartado 1.6.4) es idéntica a la escala absoluta Kelvin basada en un motor térmico reversible. Se dispone de otras técnicas empíricas de medida para obtener buenos resultados prácticos en aquellas regiones en las que no es aplicable el termómetro de gas ideal.

Si el resultado de la Ecuación [6.36] para los cocientes de temperatura de un motor térmico internamente reversible se combina con la definición de rendimiento térmico de un motor térmico dada por la Ecuación [6.3], se obtiene una expresión del rendimiento térmico en función de las temperaturas absolutas.

$$\eta_{t, \text{int rev}} = \frac{\dot{W}_{\text{net, sal}}}{\dot{Q}_{A, \text{sum}}} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}}}{\dot{Q}_{A, \text{sum}}} = 1 - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{\dot{Q}_{A, \text{sum}}} = 1 - \frac{T_B}{T_A}$$

Por tanto, el cociente de dos temperaturas absolutas cualesquiera está directamente relacionado con el rendimiento térmico de un motor térmico internamente reversible que funcione entre esas dos mismas temperaturas. El rendimiento térmico dado mediante la ecuación anterior se conoce como **rendimiento térmico de Carnot**. Esto es,

$$\eta_{t, \text{int rev}} = \eta_{\text{Carnot}} \equiv 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.38]$$

Como la primera ley de la termodinámica prohíbe rendimientos térmicos mayores que el 100 por 100, es imposible que la escala absoluta de temperatura tenga temperaturas negativas.

EJEMPLO 6.4

El fluido de trabajo de un ciclo simple de potencia de vapor recibe 100.000 kJ/min en forma de calor a 800 K y cede calor a 320 K. Si la bomba requiere una potencia de 140 kJ/min, determínese (a) el rendimiento térmico de un ciclo internamente reversible, y (b) la potencia que suministra la turbina en kW. (c) Compárese el rendimiento térmico teórico con el del ciclo real calculado en el Ejemplo 6.1.

Solución

Datos. En la Figura 6.21 se muestra el ciclo simple de potencia de vapor con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) el rendimiento térmico teórico, y (b) la potencia bruta de salida de la turbina en kW. (c) Compárese con el Ejemplo 6.1.

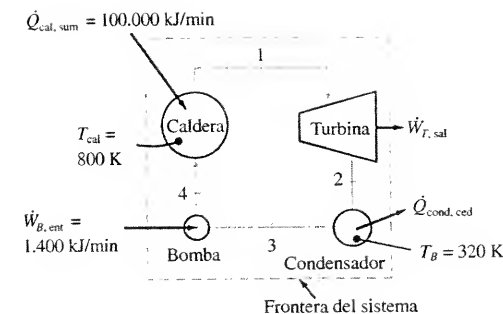


Figura 6.21. Esquema del Ejemplo 6.4.

Modelo. Ciclo cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar el principio de conservación de la energía y la ecuación del rendimiento térmico de Carnot.

Análisis. (a) Utilizando la Ecuación [6.38] para el rendimiento térmico de Carnot, se obtiene que

$$\eta_{t, \text{rev}} = \eta_{t, \text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{320}{800} = 0,625 \quad (\text{o } 62,5 \text{ por } 100)$$

(b) Ahora que se conoce el rendimiento térmico de Carnot del sistema cíclico cerrado en régimen estacionario que está en el interior de la línea discontinua de la Figura 6.17, se puede calcular la potencia neta de salida del sistema utilizando la definición básica de rendimiento térmico, $\eta_t = \dot{W}_{\text{net, sal}} / \dot{Q}_{\text{sum}}$. Por tanto

$$\dot{W}_{\text{net, sal}} = \eta_t \dot{Q}_{\text{cal, sum}} = 0,625(100.000 \text{ kJ/min}) = 62.500 \text{ kJ/min}$$

En este sistema, la potencia neta obtenida es $\dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{W}_{T, \text{sal}} - \dot{W}_{B, \text{ent}}$. Resolviendo para la potencia de salida de la turbina, se tiene:

$$\begin{aligned} \dot{W}_{T, \text{sal}} &= \dot{W}_{\text{net, sal}} + \dot{W}_{B, \text{ent}} = (62.500 + 1.400) \text{ kJ/min} = \\ &= (63.900 \text{ kJ/min}) \left(\frac{1 \text{ kW} \cdot \text{min}}{60 \text{ kJ}} \right) = 1.065 \text{ kW} \end{aligned}$$

Nótese que también se podría obtener, si fuera necesario, el flujo de calor desde el condensador escribiendo el balance de energía en régimen estacionario para el sistema del interior de las líneas discontinuas. Los resultados mostrarían que $\dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{\text{net, sum}} = \dot{Q}_{\text{sum, caldera}} - \dot{Q}_{\text{ced, cond}}$ y $\dot{Q}_{\text{ced, cond}} = 37.500 \text{ kJ/min}$.

(c) El rendimiento térmico real para el mismo flujo de calor en la caldera y la misma potencia suministrada a la bomba se obtuvo en el Ejemplo 6.1 y era el 34 por 100. Compárese este valor con el 62,5 por 100 del ciclo teórico (internamente reversible).

Comentario. La diferencia entre la potencia de salida real de la turbina, 590 kW, y la potencia de salida teórica, 1.065 kW, refleja la influencia de las irreversibilidades internas en el funcionamiento de la turbina.

6.6.4. MEDIDA DE LA ENTROPÍA

El postulado de la segunda ley y el balance de entropía proporcionan un camino para definir con precisión la función entropía. Considérese un sistema cerrado que experimenta un cambio de estado diferencial intercambiando calor con su entorno a una temperatura de frontera T . El balance de entropía para el sistema cerrado es:

$$dS_{\text{mc}} = \frac{\delta Q}{T} + \delta \sigma \quad [6.23]$$

Aún más, si el proceso se restringe a uno internamente reversible, el término de generación de entropía se anula y la variación diferencial de la entropía se define como:

$$dS \equiv \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.39]$$

La propiedad fue denominada entropía por Clausius en 1865. Para un cambio de estado finito, esta ecuación puede integrarse para dar:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.40]$$

donde la integración debe realizarse a lo largo de un proceso internamente reversible que una los dos estados extremos de interés. Debido a que la entropía es una propiedad, su variación entre dos estados cualesquiera es independiente del camino real. Sin embargo, para evaluar esta variación de entropía utilizando la integral de $\delta Q/T$, el proceso debe ser internamente reversible. Los métodos de integración se muestran en el Capítulo 7. Las dimensiones de la función entropía son, como se dijo anteriormente, [energía]/[temperatura absoluta]. En la ingeniería, las unidades del SI son habitualmente kJ/K, mientras que en el sistema USCS son Btu/°R.

6.6.5. EQUIVALENCIA DE LOS CUATRO ENUNCIADOS DE LA SEGUNDA LEY

Como ya se ha dicho anteriormente, los cuatro enunciados de la segunda ley son equivalentes. Si puede idearse un sistema que incumpla uno de estos enunciados, entonces se incumplirán todos los otros².

A. Enunciado de Kelvin-Planck y postulado de la segunda ley. Imagínese un sistema cerrado en régimen estacionario que intercambia calor con su entorno a una sola temperatura T_0 y a la vez comunica trabajo al mismo entorno. Se tiene así un transgresor del enunciado de Kelvin-Planck (véase Fig. 6.22). Partiendo de los balances de energía y entropía en forma de variación temporal, se tienen, para el transgresor de Kelvin-Planck, las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q}_{\text{net, sum}} - \dot{W}_{\text{net, sal}} \quad \text{y} \quad \frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}_{\text{net, sum}}}{T_0} + \dot{\sigma}$$

Como en régimen estacionario $dE/dt = dS/dt = 0$, las ecuaciones anteriores se reducen a:

$$\dot{Q}_{\text{net, sum}} = \dot{W}_{\text{net, sal}} \quad \text{y} \quad 0 = \frac{\dot{Q}_{\text{net, sum}}}{T_0} + \dot{\sigma}$$

Despejando del balance de entropía el flujo de calor transferido y sustituyendo después el resultado en el balance energético, se obtiene la siguiente ecuación:

$$\dot{W}_{\text{net, sal}} = -T_0 \dot{\sigma} \leq 0$$

² Este apartado puede obviarse en una primera lectura. Lo que sigue muestra aplicaciones de interés de la segunda ley.

Como la generación de entropía por unidad de tiempo debe ser mayor o igual que cero, la potencia mecánica que proporciona el sistema debe ser negativa o nula en el límite de un proceso internamente reversible. Por tanto, un sistema que recibe un flujo calor de una sola fuente térmica y comunica una cantidad equivalente de potencia mecánica destruye entropía. Esto transgrede el postulado de la segunda ley y es imposible. Por tanto, un sistema que incumple el enunciado de Kelvin-Planck de la segunda ley también incumple el postulado de la segunda ley.

B. Enunciado de Clausius y postulado de la segunda ley. Imagínese que existe un sistema en régimen estacionario que espontáneamente transfiere calor desde una región a baja temperatura a otra a temperatura más alta. Este sistema sería un transgresor del enunciado de Clausius (véase Figura 6.23). En concreto, considérese un sistema cerrado en régimen estacionario que recibe un flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{ent}}$ desde su entorno a una temperatura de frontera T_B y cede el flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{ced}}$ también a su entorno, pero a una temperatura de frontera T_A . No existen otras interacciones entre el sistema y su entorno, y $T_B < T_A$. Aplicando las ecuaciones del balance de energía y de entropía en forma de flujos se obtienen, para el sistema transgresor del enunciado de Clausius, las siguientes ecuaciones:

$$\frac{dE_{\text{mc}}}{dt} = \dot{Q}_{B, \text{sum}} - \dot{Q}_{A, \text{ced}} \rightarrow \dot{Q}_{B, \text{sum}} = \dot{Q}_{A, \text{ced}}$$

$$\frac{dS_{\text{mc}}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} - \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} + \dot{\sigma} \rightarrow \dot{\sigma} = - \left(\frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} - \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} \right)$$

ya que en régimen estacionario $dE/dt = dS/dt = 0$. Escribiendo ahora el resultado de la generación de entropía por unidad de tiempo en función del flujo de calor suministrado al sistema a baja temperatura, se obtiene lo siguiente:

$$\dot{\sigma} = - \left(\frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} - \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} \right) = - \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} \left(1 - \frac{T_B}{T_A} \right) \geq 0$$

El examen de este resultado muestra que si el dispositivo propuesto, transgresor del enunciado de Clausius, fuese posible, la generación de entropía por unidad de tiempo sería negativa y se destruiría entropía. Esto contradice el postulado de la segunda ley y por tanto es imposible. Así pues, un sistema que incumpla el enunciado de Clausius de la segunda ley incumple también el postulado de la segunda ley.

C. Enunciado de Hatsopoulos-Keenan y postulado de la segunda ley.

El enunciado de Hatsopoulos-Keenan postula la existencia de estados de equilibrio estable. Además, dice que un sistema aislado tenderá a un estado de equilibrio estable. Examínese qué tienen que decir la conservación de la masa, la conservación de la energía y el balance de entropía sobre el comportamiento de un sistema aislado. Recuérdese que un sistema aislado es aquel que no tiene interacción de ningún tipo con su entorno. Aplicando esta condición a las ecuaciones de conservación de la masa, de la energía y del balance de entropía se obtienen los siguientes resultados:

$$\frac{dm_{\text{mc}}}{dt} = 0 \quad \frac{dE_{\text{mc}}}{dt} = 0 \quad \frac{dS_{\text{mc}}}{dt} = \dot{\sigma}$$

Ahora, para un sistema aislado con un estado inicial cualquiera, estas ecuaciones indican que la masa y la energía del sistema permanecerán constantes, pero su entropía crecerá siempre o permanecerá constante. El estado de un sistema aislado en equilibrio, por definición, deberá permanecer inalterado con el tiempo. La naturaleza unidireccional de la velocidad de cambio de la entropía parecería justificar la idea de que según avanza el tiempo, la velocidad de cambio de la entropía debería hacerse cada vez más pequeña hasta que se anulase, indicando un estado de equilibrio.

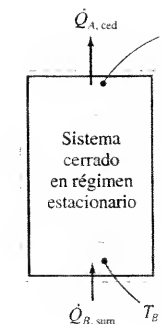


Figura 6.23. Esquema de un transgresor de Clausius.

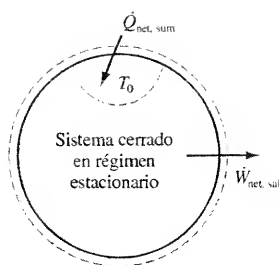


Figura 6.22. Esquema de un transgresor del enunciado de Kelvin-Planck.

6.7. BALANCE DE ENTROPÍA EN VOLUMENES DE CONTROL

En los Apartados 6.5 y 6.6 se han introducido los conceptos de generación de entropía σ y balance de entropía para un sistema cerrado. Puede hacerse una ampliación natural de estos conceptos a un volumen de control. En los Capítulos 2 y 5 se presentaron los principios de conservación de la energía para sistemas cerrados y para sistemas abiertos. Para desarrollar el balance de energía para volúmenes de control (sistemas abiertos) se debe añadir el transporte de energía a través de la frontera debido a la transferencia de masa, a la transferencia de calor y trabajo, modos que ya se han tenido en cuenta en los sistemas cerrados. De la misma forma, el balance de entropía para un volumen de control debe incluir los términos que contabilizan el transporte de entropía a través de la superficie de control debido a la transferencia de masa, además de aquellos que representan la transferencia de entropía debido a la transferencia de calor y la generación de entropía.

6.7.1. BALANCE DE ENTROPÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

En el Apartado 5.3 se relacionó, sobre la base de la Figura 5.2, la variación con el tiempo de la energía para una masa de control con la variación con el tiempo de la energía de un volumen de control mediante:

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \frac{dE_{vc}}{dt} + \sum_{sal} \dot{m}_s e_s - \sum_{ent} \dot{m}_e e_e$$

donde los subíndices s y e representan los estados en la salida y en la entrada. Como la entropía es otra propiedad extensiva como la energía o la masa, puede transportarse igualmente hacia dentro o hacia fuera del volumen de control. Por tanto, la ecuación para la entropía, similar a la anterior para la energía, adopta la forma:

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \frac{dS_{vc}}{dt} + \sum_{sal} \dot{m}_s s_s - \sum_{ent} \dot{m}_e s_e \quad [6.41]$$

En esta ecuación, s representa la entropía específica asociada a la masa que entra o sale del volumen de control. Esto es análogo al uso de e para la energía específica que entra o sale del volumen de control. Además, el balance de entropía para una masa de control, desarrollado anteriormente, establece que:

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma} \quad [6.42]$$

La sustitución de la Ecuación [6.42] en la ecuación precedente proporciona una expresión del **balance de entropía para un volumen de control**, esto es:

$$\frac{dS_{vc}}{dt} = \sum_{ent} \dot{m}_e s_e - \sum_{sal} \dot{m}_s s_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{vc} \quad [6.43]$$

donde los términos del segundo miembro contabilizan la velocidad de la variación total de la entropía para un volumen de control. En la última ecuación, el

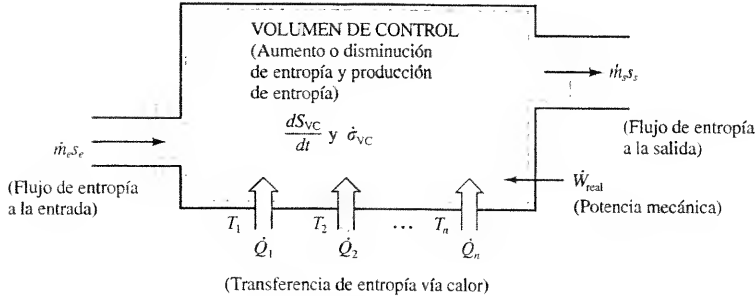


Figura 6.24. Esquema para el cálculo general de la entropía en un volumen de control.

sentido de Q_j está referido al volumen de control. Con palabras, la Ecuación [6.43] puede escribirse para un volumen de control como:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación} \\ \text{con el tiempo} \\ \text{de la entropía} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Flujo neto} \\ \text{de entropía} \\ \text{debido al flujo} \\ \text{de masa} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Flujo neto} \\ \text{de entropía} \\ \text{debido al flujo} \\ \text{de calor} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Producción} \\ \text{de entropía por} \\ \text{unidad de tiempo} \\ \text{debida a las} \\ \text{irreversibilidades} \end{array} \right)$$

Por consiguiente, los tres mecanismos físicos para la variación de la entropía de un volumen de control cualquiera son la transferencia de masa, la transferencia de calor y las irreversibilidades internas. Las contribuciones de las dos primeras, cuando están presentes, pueden ser positivas o negativas. El tercer término, cuando existe, es siempre positivo. Estos términos se muestran en el esquema de la Figura 6.24 de un volumen de control con una sola entrada y una sola salida.



Adviértanse los tres efectos físicos que pueden originar un cambio de la entropía en un volumen de control.

6.7.2. FORMA GENERAL DEL BALANCE DE ENTROPÍA

Generalmente, para resolver problemas se utilizará en este texto la Ecuación [6.43] y su forma para régimen estacionario. No obstante, a veces es preferible una forma más general integro-diferencial en función de propiedades locales. Esta forma más general de la Ecuación [6.43] es:

$$\frac{d}{dt} \int_V s \rho dV = \int_A \left(\frac{q''}{T} \right)_f dA + \sum_e \left(\int_A s \rho \mathbf{V}_n dA \right)_e - \sum_s \left(\int_A s \rho \mathbf{V}_n dA \right)_s + \dot{\sigma}_{vc} \quad [6.44]$$

En esta expresión, q'' es la densidad de flujo de calor o flujo de calor por unidad de superficie, y \mathbf{V}_n es la componente normal de la velocidad relativa al área del flujo. Esta ecuación es análoga a la expresión general del balance de energía para un volumen de control, dada en el Apartado 5.3.2.

6.8. PRINCIPIO DEL INCREMENTO DE ENTROPÍA PARA SISTEMAS CERRADOS

Una forma del balance de entropía desarrollado anteriormente para un sistema cerrado es:

$$dS_{mc} = \frac{\delta Q}{T} + \delta \sigma$$

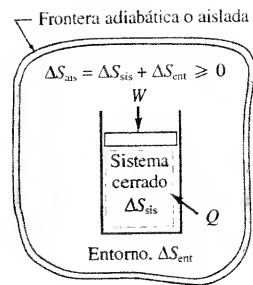


Figura 6.25. Ilustración del principio del incremento de entropía en un sistema cerrado que interactúa con su entorno.

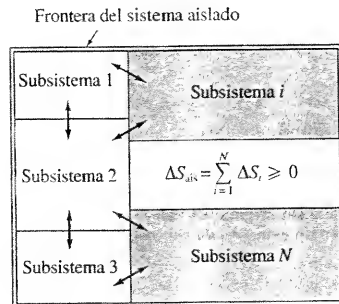


Figura 6.26. Principio del incremento de entropía para un sistema aislado integrado por muchos subsistemas que interactúan.

donde $\delta\sigma \geq 0$. Los procesos para los que $\delta\sigma < 0$ son *imposibles*. Esta ecuación conduce directamente a una forma del *principio del incremento de entropía*. En ausencia de transferencia de calor, cualquier sistema cerrado debe verificar la condición de que:

$$dS_{\text{adia}} \geq 0 \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.45]$$

Para un cambio de estado finito es útil la forma siguiente:

$$\Delta S_{\text{adia}} \geq 0 \quad (\text{sistema cerrado}) \quad [6.46]$$

En conclusión, *la entropía de un sistema cerrado durante un proceso adiabático aumenta siempre debido a las irreversibilidades internas. En el caso límite de proceso adiabático internamente reversible, la entropía permanecerá constante. Los procesos adiabáticos de un sistema cerrado para los que $dS_{\text{adia}} < 0$ son físicamente imposibles.*

Hay muchos procesos en la ingeniería que no son adiabáticos. En tales situaciones, las Ecuaciones [6.45] y [6.46] no son directamente aplicables. En los casos en los que tenga lugar transferencia de calor es posible incluir en el análisis entrópico la parte del entorno que se ve afectada por los cambios en el sistema de interés. Un sistema compuesto que incluya todas las partes que experimentan algún cambio durante el proceso es un *sistema aislado*. La variación de entropía de este sistema compuesto o aislado (ais) es entonces la suma de la variación de entropía del sistema de interés (sis), más la variación de entropía del entorno (ent) que experimenta un cambio. Esto es,

$$dS_{\text{ais}} = dS_{\text{sis}} + dS_{\text{ent}} \quad [6.47]$$

Como no tiene lugar ninguna transferencia ni de masa ni de energía a través de sus fronteras, todos y cada uno de los sistemas aislados cumplen la condición de ser cerrados y adiabáticos. Por tanto, a un sistema aislado también se le aplica la Ecuación [6.45]. Por consiguiente,

$$dS_{\text{ais}} = dS_{\text{sis}} + dS_{\text{ent}} \geq 0 \quad [6.48]$$

Los procesos para los que $dS_{\text{ais}} < 0$ son imposibles. Para un cambio de estado finito,

$$\Delta S_{\text{ais}} = \Delta S_{\text{sis}} + \Delta S_{\text{ent}} \geq 0 \quad [6.49]$$

Esta situación se ilustra en la Figura 6.25. El sistema aislado se conoce también como sistema *total*. Por ejemplo, considérese el sistema aislado mostrado en la Figura 6.26. La doble flecha indica que se puede transferir calor y trabajo entre varios de los subsistemas (subsis). Considerando una frontera adiabática alrededor de todos los subsistemas (subsis) que interactúan, la Ecuación [6.49] puede escribirse como:

$$\Delta S_{\text{ais}} = \sum \Delta S_{\text{subsis}} \geq 0 \quad [6.50]$$

La suma algebraica de las variaciones de entropía de *todos* los sistemas que participen en el proceso es cero si todos los subsistemas experimentan cambios reversibles y todas las interacciones entre esos subsistemas son reversibles. Si se producen irreversibilidades en el interior de cualquier subsistema, o están asociadas a cualquier interacción entre dos o más subsistemas, entonces la entropía del sistema global debe aumentar. Cuando se utiliza la Ecuación [6.50], se puede encontrar que ΔS para uno o más subsistemas es negativo. Esto está permitido en tanto que la suma para todos los subsistemas sea positiva. Si la suma de los valores de ΔS es negativa, el proceso es físicamente imposible.

Estos principios son igualmente válidos para una amplia gama de procesos, incluyendo el análisis de sistemas en régimen estacionario. Antes de continuar deben hacerse unos comentarios importantes con respecto a estos principios:

1. Los principios de incremento de entropía son enunciados de naturaleza *direccional*. Limitan el sentido en el que el proceso puede avanzar. No es posible una disminución de la entropía en sistemas adiabáticos cerrados o en sistemas compuestos que interactúan unos con otros.
2. La entropía es una propiedad *no conservativa*, y los principios del incremento de la entropía son leyes no conservativas. Los efectos irreversibles generan entropía. Cuanto mayor sea la magnitud de las irreversibilidades, tanto mayor será la generación de entropía.
3. Basándose en la segunda ley, puede decirse que cuando la entropía de un sistema cerrado llega a un valor *máximo* posible compatible con las ligaduras del sistema, se alcanza un estado de equilibrio.

En los comentarios introductorios del Apartado 6.1 se señaló que se observa que algunos procesos tienen un sentido preferente de cambio, independientemente de la primera ley. Los principios de incremento de entropía precisan que algunos procesos tengan naturaleza direccional. Los distintos teoremas de la segunda ley y el concepto de entropía van a jugar un papel importante en lo que resta del texto.

Finalmente, la aplicación del balance general de entropía para un sistema cerrado, $dS = \delta Q/T + \sigma$, a un sistema aislado requiere que

$$dS_{\text{ais}} = \delta\sigma_{\text{tot}} \geq 0 \quad [6.51]$$

o para un cambio de estado finito

$$\Delta S_{\text{ais}} = \sigma_{\text{total}} \geq 0 \quad [6.52]$$

Cualquiera de estas dos relaciones proporciona una razón física para el principio del incremento de entropía para un sistema aislado. En un sistema aislado no hay transferencia de calor. Por tanto, la única contribución a la variación global de la entropía de un sistema aislado se debe a la generación de entropía en el interior de los subsistemas o a las interacciones irreversibles entre los mismos.

6.9. LIMITACIONES DEBIDAS A LA SEGUNDA LEY EN LAS ACTUACIONES DE MOTORES TÉRMICOS, MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR

El balance de entropía pone restricciones a la transferencia de calor en la frontera de sistemas cerrados. Como todos los ciclos funcionan como sistemas cerrados y normalmente intercambian calor con su entorno, ésta será un área en la que la segunda ley y la ecuación del balance de entropía pueden proporcionar información adicional acerca del comportamiento de estos dispositivos.

6.9.1. CICLO DE UN MOTOR TÉRMICO

Considérese el ciclo de un motor térmico que funciona en régimen estacionario, recibe a la temperatura T_A el flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{sum}}$ de su entorno y cede, a temperatura T_B , el flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{ced}}$ a su entorno. Véase la Figura 6.27. El sistema también produce una potencia neta $\dot{W}_{\text{net, sal}}$. La aplicación de la ecuación de con-

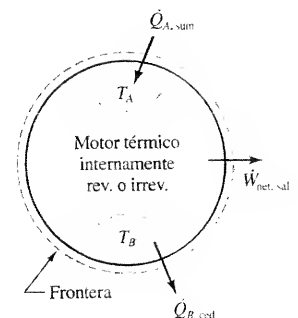


Figura 6.27. Motor térmico con $\dot{Q}_{A, \text{sum}}$ a T_A y $\dot{Q}_{B, \text{ced}}$ a T_B .



Adviértase la influencia de una disminución de la entropía de un subsistema en el interior de un sistema aislado sobre la variación de entropía de los otros subsistemas.

servación de la energía y de la del balance de entropía a este sistema *cerrado en régimen estacionario conduce a:*

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}} - \dot{W}_{\text{net, sal}} \rightarrow \dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}} \quad [6.53]$$

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{T_B} + \dot{\sigma} \rightarrow \dot{\sigma} = -\left(\frac{\dot{Q}_{A, \text{sum}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{ced}}}{T_B}\right) \quad [6.54]$$

donde $dE/dt = dS/dt = 0$ en régimen estacionario. Utilizando los resultados del balance de entropía en régimen estacionario de la Ecuación [6.54] para eliminar el flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{ced}}$ del balance de energía en régimen estacionario, Ecuación [6.53], se obtiene:

$$\dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, \text{ced}} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} - \left(\dot{Q}_{A, \text{sum}} \frac{T_B}{T_A} + T_B \dot{\sigma}\right)$$

Y reordenando:

$$\dot{W}_{\text{net, sal}} = \dot{Q}_{A, \text{sum}} \left(1 - \frac{T_B}{T_A}\right) - T_A \dot{\sigma} \quad [6.55]$$

Adviértase que el último término del segundo miembro de esta última ecuación contiene el producto de una temperatura y de la producción de entropía por unidad de tiempo. Este término necesariamente debe ser mayor que, o igual a cero. Esto significa que si hay producción de entropía (irreversibilidades internas), la potencia proporcionada por el sistema es menor que la de un ciclo internamente reversible.

Otra forma para considerar el comportamiento del ciclo es calcular su rendimiento térmico. Un reagrupamiento en la Ecuación [6.55] conduce al rendimiento térmico del ciclo del motor térmico descrito anteriormente.

$$\eta_t = \frac{\dot{W}_{\text{net, sal}}}{\dot{Q}_{A, \text{sum}}} = \left(1 - \frac{T_B}{T_A}\right) - \frac{T_A \dot{\sigma}}{\dot{Q}_{A, \text{sum}}} \quad [6.56]$$

Como $\dot{\sigma} \geq 0$, se debe concluir de acuerdo con la Ecuación [6.56] que:

$$\eta_t \leq 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.57]$$

La ecuación anterior indica claramente que *el rendimiento térmico máximo* de un motor térmico que intercambie calor a unas temperaturas absolutas T_A y T_B tiene lugar cuando el funcionamiento del motor térmico sea internamente reversible. Esto es, $\eta_{\text{int rev}} > \eta_{\text{int irrev}}$. Este rendimiento máximo se conoce como *rendimiento de Carnot*. Apoyándose en la ecuación anterior, se encuentra que:

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.58]$$

Como la primera ley de la Termodinámica prohíbe rendimientos mayores que el 100 por 100, *es imposible tener temperaturas negativas en la escala termodinámica de temperatura*. Los dispositivos comunes de producción de potencia tienen rendimientos térmicos que varían del 10 al 40 por 100, como se observa en la Tabla 6.1. Para conseguir rendimientos térmicos altos en los motores térmicos reales, T_A debería ser lo más alta posible, y las irreversibilidades deberían tener los valores prácticos más bajos.

Un examen más detenido de las ecuaciones anteriores revela tres puntos significativos. Primero, el rendimiento máximo tiene lugar siempre para un motor internamente reversible. Segundo, el rendimiento de todos los motores internamente reversibles que funcionen entre las mismas temperaturas T_A y T_B es el

Tabla 6.1. Rendimientos térmicos de algunos dispositivos productores de potencia

Tipo	Rendimiento térmico
Automóvil	
Ignición forzada, gasolina	12-25
Camiones	
Encendido por compresión, diesel	30-35
Locomotoras	
Diesel	30
Turbinas de gas (100 hp)	
Sin regeneración	12
Con regeneración	16
Turbina de gas (>7.500 kW)	
Sin regeneración	25
Con regeneración	34
Planta de potencia de vapor	38-41

mismo. Y tercero, el rendimiento máximo de un motor térmico es función exclusivamente de las temperaturas en las fronteras por donde recibe o cede el calor. Estos resultados, obtenidos a partir de los balances de energía y entropía, fueron propuestos en primer lugar por Sadi Carnot y ambos se conocen como los *principios de Carnot*³.

EJEMPLO 6.5

En un motor térmico internamente reversible, la transferencia de calor al fluido de trabajo tiene lugar a $T_A = 750$ K, y la cesión de calor a $T_B = 300$ K. Determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el trabajo producido en kJ, y (c) el calor cedido en kJ, si el calor suministrado al motor es 1.200 kJ. Después, (d) determínese el rendimiento térmico y el trabajo neto de salida en kJ, para las temperaturas de suministro del calor de 350, 400, 500, 600 800 y 1.000 K, y hágase un gráfico del rendimiento térmico en función de T_A para el valor fijo de $T_B = 300$ K.

Solución

Datos. En la Figura 6.28a se muestra un esquema con los datos apropiados del motor térmico internamente reversible que funciona entre las temperaturas especificadas del fluido de trabajo.

Incógnitas. (a) η_t , (b) $W_{\text{net, sal}}$ en kJ, (c) $Q_{B, \text{ced}}$ en kJ. Después, (d) gráfico de η_t en función de T_A para $T_A = 350, 400, 500, 600, 800$ y 1.000 K, si $T_B = 300$ K.

Modelo. Motor térmico internamente reversible.

Metodología. Aplicar las relaciones de las leyes primera y segunda para motores térmicos internamente reversibles.

Análisis. (a) Utilizando la Ecuación [6.58] para el rendimiento térmico de un motor de Carnot, se obtiene que

$$\eta_t = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{300}{750} = 0.600$$

Por tanto, el rendimiento térmico es del 60 por 100.

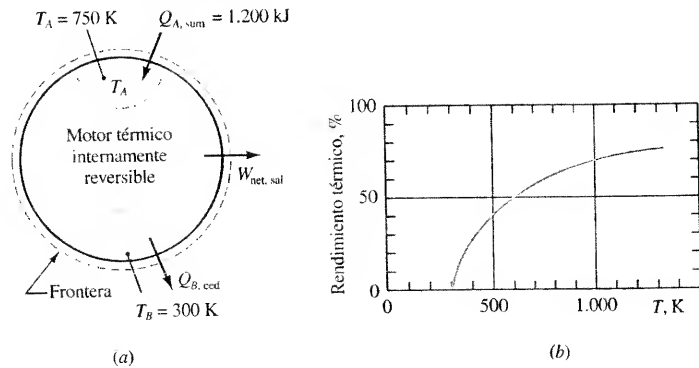


Figura 6.28. (a) Esquema del conjunto y datos del Ejemplo 6.3; (b) rendimiento térmico de un motor térmico de Carnot en función de T_A para un valor fijo de T_B igual a 300 K.

³ Los principios de Carnot se han obtenido a partir del enunciado de Kelvin-Planck en el Apartado 6.5.2.

(b) El rendimiento térmico es por definición $\eta_t = W_{\text{net, sal}} / Q_{A, \text{sum}}$. Por tanto,

$$W_{\text{net, sal}} = \eta_t Q_{A, \text{sum}} = 0,600(1.200) = 720 \text{ kJ}$$

(c) Del principio de conservación de la energía, $Q_{A, \text{sum}} - Q_{B, \text{ced}} - W_{\text{net, sal}} = \Delta E$, pero $\Delta E = 0$ para un ciclo. Por tanto, el calor cedido es:

$$Q_{B, \text{ced}} = Q_{A, \text{sum}} - W_{\text{net, sal}} = 1.200 - 720 = 480 \text{ kJ}$$

(d) La repetición de los apartados (a) y (b) para las otras temperaturas de la fuente proporciona:

T_A , K	350	400	500	600	800	1.000
η_t , %	14,3	25,0	40,0	50,0	62,5	70,0
W , kJ	172	300	480	600	750	840

La Figura 6.28b es una representación gráfica del rendimiento térmico en función de T_A para una temperatura fija de la cesión de calor T_B de 300 K.

Comentario. Los valores del rendimiento térmico y el trabajo son los máximos posibles para las temperaturas de frontera dadas. Adviértase que el rendimiento térmico crece rápidamente con los primeros incrementos de T_A por encima de T_B , pero este efecto disminuye a valores más altos de T_A .

6.9.2. CICLO DE REFRIGERACIÓN

Los conceptos básicos que hay detrás del principio de Carnot y del rendimiento de Carnot para motores térmicos pueden extenderse a las máquinas frigoríficas y a las bombas de calor. Como puede anticiparse, el COP máximo, ya sea de una máquina frigorífica ya sea de una bomba de calor, se obtiene cuando estos dispositivos cíclicos son internamente reversibles. Por tanto, las máquinas frigoríficas y las bombas de calor internamente irreversibles tienen un COP que es menor que el del dispositivo internamente reversible. De nuevo, estos resultados se aplican para valores dados de las temperaturas T_A y T_B . La prueba puede obtenerse aplicando los balances de energía y entropía a cada uno de estos dos dispositivos.

Considérese un ciclo simple de una máquina frigorífica que funcione en régimen estacionario y reciba un flujo de calor desde su entorno $\dot{Q}_{B, \text{sum}}$ a una temperatura del sistema T_B . Además, el sistema cede el flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{ced}}$ a una temperatura del sistema T_A , como se muestra en la Figura 6.29. El sistema también recibe una potencia neta de $\dot{W}_{\text{net, ent}}$. La aplicación de la conservación de la energía a este sistema cerrado en régimen estacionario da

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q}_{B, \text{sum}} - \dot{Q}_{A, \text{ced}} + \dot{W}_{\text{net, ent}} \rightarrow \dot{W}_{\text{net, ent}} = \dot{Q}_{A, \text{ced}} - \dot{Q}_{B, \text{sum}}$$

y la ecuación del balance de entropía proporciona

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} - \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} + \dot{\sigma} \rightarrow \dot{\sigma} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B}$$

donde $dE/dt = dS/dt = 0$ en régimen estacionario. Utilizando el resultado del balance de entropía en régimen estacionario para eliminar el flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{ced}}$ del balance de energía en régimen estacionario se obtiene

$$\dot{W}_{\text{net, ent}} = \dot{Q}_{A, \text{ced}} - \dot{Q}_{B, \text{sum}} = T_A \left(\dot{\sigma} + \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B} \right) - \dot{Q}_{B, \text{sum}}$$

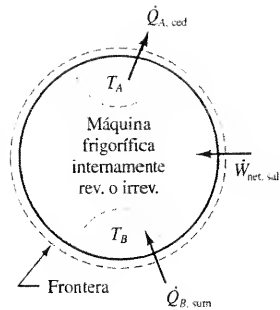


Figura 6.29. Máquina frigorífica o bomba de calor con transferencias de calor a T_A y T_B .

Y reordenando,

$$\dot{W}_{\text{net, ent}} = T_A \dot{\sigma} + \dot{Q}_{B, \text{sum}} \left(\frac{T_A}{T_B} - 1 \right) \quad (\text{refrigeración}) \quad [6.59]$$

Como $\dot{\sigma} \geq 0$, la ecuación anterior indica que la potencia requerida para un ciclo de refrigeración internamente irreversible es siempre mayor que la requerida para un ciclo internamente reversible, para valores de $\dot{Q}_{B, \text{sum}}$, T_A y T_B fijos.

La Ecuación [6.59] puede reordenarse para obtener una expresión general del COP de un ciclo de refrigeración. El resultado es

$$\text{COP}_{\text{MF}} \equiv \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}} = \left(\frac{T_B}{T_A - T_B} \right) - \frac{T_A T_B}{T_A - T_B} \frac{\dot{\sigma}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}}$$

Debido a que el último término después del signo menos en esta ecuación es siempre positivo, se llega a la conclusión general que

$$\text{COP}_{\text{MF, int rev}} > \text{COP}_{\text{MF, int irrev}} \quad [6.60]$$

Por tanto, el COP de una máquina frigorífica internamente irreversible es siempre menor que el COP de una máquina frigorífica internamente reversible, cuando funcionan entre las mismas temperaturas de suministro y cesión del calor.

Cuando dos máquinas frigoríficas internamente reversibles funcionan entre las mismas temperaturas T_A y T_B , sus COP son iguales. Este valor máximo se obtiene haciendo $\dot{\sigma} = 0$ en la expresión general del COP_{MF} anterior. Por consiguiente, para una *máquina frigorífica internamente reversible*:

$$\text{COP}_{\text{MF, rev}} = \text{COP}_{\text{MF, Carnot}} = \frac{T_B}{T_A - T_B}$$

 [6.61]

Cuanto menor sea la diferencia de temperaturas $T_A - T_B$, mayor será el COP para un valor de T_B dado. Adviértase que, aunque el valor límite del rendimiento térmico es menor que la unidad, el COP teóricamente puede ser mucho mayor que la unidad.

La Figura 6.30 ilustra la variación del $\text{COP}_{\text{MF, Carnot}}$ cuando varía T_B para una temperatura de cesión (sumidero) T_A fija de 25 °C o 77 °F. Adviértase que el coeficiente de actuación crece rápidamente cuando la diferencia de temperaturas entre la fuente y el sumidero disminuye. Cuanto más fría se mantenga la fuente de baja temperatura de la máquina frigorífica, mayor será el trabajo que es necesario suministrar por unidad de calor extraído \dot{Q}_B de la fuente de baja temperatura.

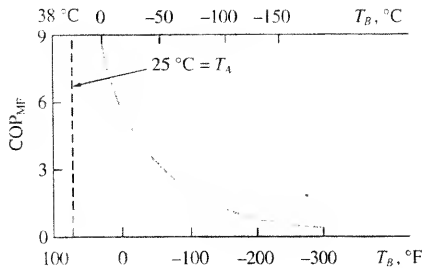


Figura 6.30. Variación con T_B del coeficiente de actuación de Carnot para una máquina frigorífica reversible para un valor fijo de T_A de 25 °C (77 °F).

EJEMPLO 6.6

Para mantener comestibles en una zona refrigerada se utiliza una máquina frigorífica internamente reversible. El calor suministrado al fluido refrigerante tiene lugar a 2°C , y la cesión del calor al exterior del dispositivo a 27°C . También se desea mantener algunos alimentos fríos en un congelador. En este caso, el calor se suministra al dispositivo cíclico a -17°C y se cede también a 27°C . ¿En qué porcentaje habrá que incrementar el trabajo necesario por unidad de congelación de los alimentos, respecto a la unidad refrigerada, para la misma cantidad de calor Q_B extraído de las regiones frías?

Solución

Datos. En la Figura 6.31 aparece un esquema de dos unidades de refrigeración.

Incógnitas. Tanto por ciento de incremento en el trabajo requerido para mantener alimentos congelados cuando se compara con alimentos fríos no congelados.

Modelo. Ciclos de refrigeración internamente reversibles.

Metodología. Aplicar las relaciones de la energía y de la segunda ley a ciclos de refrigeración internamente reversibles.

Análisis. Los balances de entropía y energía para cada máquina frigorífica son $Q_{A,\text{ced}}/Q_{B,\text{sum}} = T_A/T_B$ y $Q_{A,\text{ced}} - Q_{B,\text{sum}} = W_{\text{net,ent}}$. La combinación de estas ecuaciones proporciona:

$$W_{\text{net,ent}} = Q_{B,\text{sum}} \left(\frac{T_A}{T_B} - 1 \right)$$

Señalando el trabajo neto suministrado a la zona refrigerada por W y por W' el suministrado al congelador que funciona entre -17 y 27°C , se obtiene que:

$$W = Q_{B,\text{sum}} \left(\frac{300}{275} - 1 \right) = 0,0909 Q_B$$

y

$$W' = Q_{B,\text{sum}} \left(\frac{300}{256} - 1 \right) = 0,1719 Q_B$$

El porcentaje de aumento de W' respecto a W viene dado por:

$$\frac{W' - W}{W} = \frac{0,1719 Q_B - 0,0909 Q_B}{0,0909 Q_B} = 0,891 \text{ (o } 89,1 \text{ por } 100)$$

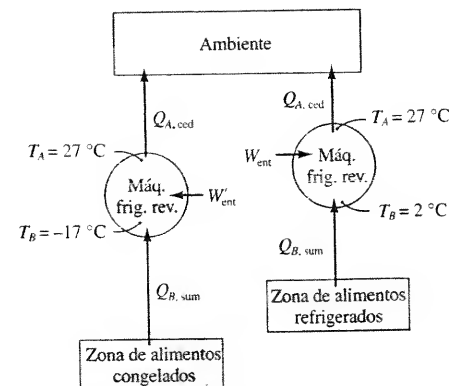


Figura 6.31. Ilustración del Ejemplo 6.6 en la que se muestran dos máquinas frigoríficas funcionando entre dos regiones frías diferentes.

Comentario. Cambiando la diferencia de temperaturas entre la fuente y el sumidero de 25 a 44°C , el trabajo teórico que hay que suministrar es prácticamente el doble.

Como otra aplicación, considérese el uso de un motor térmico internamente reversible para proporcionar el trabajo necesario a una máquina frigorífica o a una bomba de calor internamente reversibles. La Figura 6.32 ilustra el esquema general de las transferencias de energía. Se muestran dos características adicionales. La primera, si el motor térmico M genera más trabajo neto que el que se precisa para mover la máquina frigorífica MF (o bomba de calor), entonces el exceso de trabajo cedido al entorno W_{amb} puede utilizarse para mover otros dispositivos. La segunda, para suministrar las velocidades correctas a los ejes del motor y de la máquina frigorífica, éstos funcionan mediante un engranaje de transmisión. El trabajo transferido por una transmisión *ideal* es del 100 por 100. Sin embargo, $W_{MF,\text{net,ent}}$ sería menor que $W_{M,\text{net,sal}} - W_{\text{amb}}$ si existiesen irreversibilidades en la transmisión.

El análisis de la combinación de dispositivos se basa en las ecuaciones fundamentales de las leyes primera y segunda y en las definiciones de rendimiento térmico y coeficiente de actuación. Algo de realidad puede introducirse en los cálculos especificando las correcciones a la idealidad del rendimiento térmico, coeficiente de actuación y del rendimiento de la transmisión. El siguiente ejemplo ilustra un caso en el que todos los dispositivos son ideales.

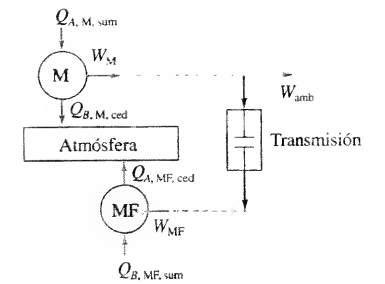


Figura 6.32. Ejemplo de un motor térmico de Carnot utilizado para mover una máquina frigorífica de Carnot o una bomba de calor.

Para mantener la temperatura en una región refrigerada, una máquina frigorífica internamente reversible funciona a una temperatura de 0°C , recibiendo un flujo de calor de 1.000 kJ/h . La máquina frigorífica MF cede calor a 22°C a la atmósfera. El trabajo para mover la máquina frigorífica lo proporciona un motor térmico internamente reversible M que funciona recibiendo calor a 282°C y cediendo calor a la atmósfera a 22°C . Determinese el flujo de calor que se debe suministrar al motor térmico, en kJ/h , si todo el trabajo proporcionado por el motor se emplea en mover la máquina frigorífica.

Solución

Datos. Un motor térmico mueve una máquina frigorífica, como se muestra en la Figura 6.33.

Incógnitas. $Q_{A,M,\text{sum}}$ en kJ/h .

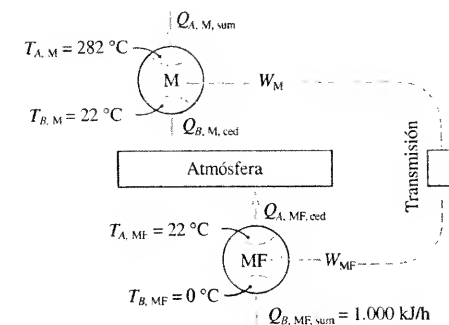


Figura 6.33. Esquema del Ejemplo 6.7.

Modelo. Máquina frigorífica y motor térmico internamente reversibles, transmisión ideal.

Metodología. Aplicar, por separado, los balances de energía y entropía al motor térmico y a la máquina frigorífica.

Análisis. Como se trata del calor que se debe suministrar al motor térmico, se comienza escribiendo los balances de energía y de entropía para un motor térmico en régimen estacionario e internamente reversible:

$$0 = \dot{Q}_{A, M, \text{sum}} - \dot{Q}_{B, M, \text{ced}} - \dot{W}_{M, \text{sal}} \quad \text{y} \quad 0 = \frac{\dot{Q}_{A, M, \text{sum}}}{T_{A, M}} - \frac{\dot{Q}_{B, M, \text{ced}}}{T_{B, M}}$$

donde ya se ha puesto que $dE_{VC}/dt = dS_{VC}/dt = 0$ y $\dot{\sigma}_E = 0$. Estas dos ecuaciones tienen cinco variables; por tanto, se deben conocer al menos tres de ellas para obtener el resultado numérico del dispositivo. Por desgracia, de este dispositivo sólo se conocen las dos temperaturas y que la potencia que produce debe ser igual a la consumida por la máquina frigorífica ($\dot{W}_{M, \text{sal}} = \dot{W}_{MF, \text{ent}}$).

De modo análogo, se tiene para la máquina frigorífica en régimen estacionario e internamente reversible:

$$0 = \dot{Q}_{B, MF, \text{sum}} - \dot{Q}_{A, MF, \text{ced}} + \dot{W}_{MF, \text{ent}} \quad \text{y} \quad 0 = \frac{\dot{Q}_{B, MF, \text{sum}}}{T_{B, MF}} - \frac{\dot{Q}_{A, MF, \text{ced}}}{T_{A, MF}}$$

De nuevo se tienen cinco variables, pero se conocen los valores de tres de ellas de la máquina frigorífica y se puede resolver para los dos restantes. Utilizando el balance de entropía, se puede obtener el calor cedido por la máquina frigorífica obteniendo:

$$\dot{Q}_{A, MF, \text{ced}} = \dot{Q}_{B, MF, \text{sum}} \left(\frac{T_{A, MF}}{T_{B, MF}} \right) = (1.000 \text{ kJ/h}) \left(\frac{22 + 273 \text{ K}}{0 + 273 \text{ K}} \right) = 1.080 \text{ kJ/h}$$

y haciendo uso del balance energético, se puede obtener ahora la potencia requerida por la máquina frigorífica:

$$\dot{W}_{MF, \text{ent}} = \dot{Q}_{A, MF, \text{ced}} - \dot{Q}_{B, MF, \text{sum}} = 1.080 \text{ kJ/h} - 1.000 \text{ kJ/h} = 80 \text{ kJ/h}$$

Ahora ya se conocen tres valores de otras tantas variables del motor térmico y se pueden obtener las otras dos. Comenzando con el balance de entropía se tiene:

$$\frac{\dot{Q}_{A, M, \text{sum}}}{\dot{Q}_{B, M, \text{ced}}} = \frac{T_{A, M}}{T_{B, M}} = \frac{282 + 273 \text{ K}}{22 + 273 \text{ K}} = 1.88 \quad \text{o} \quad \dot{Q}_{B, M, \text{ced}} = 0.532 \dot{Q}_{A, M, \text{sum}}$$

Combinando este resultado con el balance energético y teniendo en cuenta que $\dot{W}_{M, \text{sal}} = \dot{W}_{MF, \text{ent}}$, se tiene:

$$\dot{Q}_{A, M, \text{sum}} = \dot{W}_{M, \text{sal}} + \dot{Q}_{B, M, \text{ced}} = 80 \text{ kJ/h} + 0.532 \dot{Q}_{A, M, \text{sum}}$$

$$\dot{Q}_{A, M, \text{sum}} = \frac{80 \text{ kJ/h}}{1 - 0.532} = 171 \text{ kJ/h}$$

Comentario. Adviértase que en este caso idealizado (sin irreversibilidades internas) el efecto de refrigeración de 1.000 kJ/h se consigue mediante el suministro de una pequeña cantidad de calor (171 kJ/h) al motor térmico. Se comprueba fácilmente que el rendimiento térmico del motor térmico es el 47 por 100 y que el COP de la máquina frigorífica vale 12.5.

6.9.3. CICLO DE LA BOMBA DE CALOR

Las bombas de calor pueden analizarse de manera similar a las máquinas frigoríficas. Los balances en régimen estacionario de la energía y de la entropía son los mismos que anteriormente, esto es:

$$\dot{W}_{\text{net, ent}} = \dot{Q}_{A, \text{ced}} - \dot{Q}_{B, \text{sum}} \quad \text{y} \quad \dot{\sigma} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{T_A} - \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{T_B}$$

Utilizando balance de entropía para eliminar el flujo de calor suministrado $\dot{Q}_{B, \text{sum}}$ del balance de energía se obtiene:

$$\dot{W}_{\text{net, ent}} = \dot{Q}_{A, \text{ced}} \left(1 - \frac{T_B}{T_A} \right) + T_B \dot{\sigma} \quad [6.62]$$

Por consiguiente, como $\dot{\sigma} \geq 0$ y $T_A > T_B$:

$$\dot{W}_{BC, \text{int irrev}} > \dot{W}_{BC, \text{int rev}}$$

La anterior ecuación de $\dot{W}_{\text{net, ent}}$ también conduce a una expresión general para el COP de una bomba de calor. Esto es:

$$\text{COP}_{BC} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}} = \left(\frac{T_A}{T_A - T_B} \right) - \frac{T_A T_B}{T_A - T_B} \frac{\dot{\sigma}}{\dot{W}_{\text{net, ent}}} \quad [6.63]$$

Como el último término después del signo menos es siempre positivo, entonces:

$$\text{COP}_{BC, \text{int rev}} > \text{COP}_{BC, \text{int irrev}} \quad [6.64]$$

Finalmente, el valor máximo del COP_{BC} se obtiene haciendo $\dot{\sigma}$ igual a cero en la Ecuación general [6.63]. Por tanto, para una *bomba de calor internamente reversible*:

$$\boxed{\text{COP}_{BC, \text{rev}} = \text{COP}_{BC, \text{Carnot}} = \frac{T_A}{T_A - T_B}} \quad [6.65]$$

Todas las bombas de calor internamente reversibles que funcionen con un suministro de calor a T_B y una cesión de calor a T_A tendrán un COP dado por la Ecuación [6.65], independientemente de su modo de construcción y del fluido de trabajo utilizado. Adviértase que aunque el valor límite del rendimiento térmico es menor que la unidad, el coeficiente de actuación teórico puede ser mucho mayor que la unidad. Por tanto, al utilizar una bomba de calor para calentar un edificio, el coste del trabajo (eléctrico) suministrado puede ser sólo una fracción de la energía térmica suministrada por la bomba de calor.

El valor del COP de un dispositivo internamente reversible o dispositivo tipo de Carnot es un *modelo de comportamiento* frente al que pueden compararse los valores de las máquinas frigoríficas y bombas de calor reales, para unos valores especificados de T_A y T_B . Todos los dispositivos reales, para los límites de temperatura dados de T_A y T_B , tienen un COP que es menor que el dado por las Ecuaciones [6.61] y [6.65]. Además, el COP de las máquinas frigoríficas reversibles, por ejemplo, disminuye cuando para un valor dado de T_A disminuye T_B . Esto implica que se requerirá un suministro de trabajo mayor para transferir la cantidad de calor deseada. No debe sorprender esto, ya que la diferencia de temperaturas $T_A - T_B$ se incrementa al disminuir T_B . De una forma intuitiva se entiende que se requerirá más esfuerzo (trabajo) para transferir una cantidad dada de calor cuando se incrementa la diferencia de temperaturas. El mismo resultado se obtiene cuando en el funcionamiento de una bomba de calor para un valor dado de T_B se eleva T_A .



Adviértanse los dos efectos de la temperatura que empeoran las actuaciones globales de una máquina frigorífica o de una bomba de calor.

6.9.4. DESIGUALDAD DE CLAUSIUS

A partir del balance de entropía de un sistema cerrado puede desarrollarse otra limitación de los *dispositivos cíclicos*, llamada desigualdad de Clausius:

$$\frac{dS}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma} \quad [6.42]$$

En régimen estacionario $dS/dt = 0$, y en general $\dot{\sigma} \geq 0$. En este caso el balance de entropía para un dispositivo cíclico puede escribirse de la forma

$$\sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} \leq 0 \quad \text{o} \quad \oint \left(\frac{\delta Q}{T} \right) \leq 0 \quad [6.66]$$

Ambas formas indican una suma efectuada en todo el ciclo y sobre todas las zonas de la frontera del sistema cerrado. Este resultado se conoce como *desigualdad de Clausius*, y se aplica tanto a dispositivos mecánicos cíclicos como a dispositivos continuos en régimen estacionario. El signo igual se aplica a ciclos internamente reversibles, y el signo «menor», a ciclos internamente irreversibles de un sistema cerrado.

EJEMPLO 6.8

Un ciclo de potencia de vapor funciona bajo las siguientes condiciones. A la turbina entra vapor de agua saturado a 10 bar (estado 1) y sale a 0,5 bar con una calidad del 90 por 100 (estado 2). El fluido sale del condensador como una mezcla húmeda con una calidad del 10 por 100 a 0,5 bar (estado 3). El estado 4 es de líquido saturado a 10 bar. Determinése si el ciclo satisface la desigualdad de Clausius.

Solución

Datos. El ciclo de potencia de vapor mostrado en la Figura 6.34.

Incógnitas. ¿Se cumple la desigualdad de Clausius?

Modelo. Ciclo continuo, la turbina y la bomba son adiabáticas.

Metodología. Aplicar la desigualdad de Clausius al ciclo de potencia de vapor.

Análisis. La evaluación de la desigualdad de Clausius requiere determinar la cantidad q/T en todas las fronteras del sistema. En un ciclo de potencia de vapor, el calor se transfiere hacia la caldera y desde el condensador. La condensación tiene lugar a 81,33 °C y la ebullición a 179,9 °C, basándose en las presiones de saturación de 0,5 bar y 10 bar. Para los cuatro componentes del equipo del ciclo, el balance de energía en régimen estacionario es $q + w_{\text{eje}} = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$. Si en los procesos de ebullición y condensación en régimen estacionario se desprecian las variaciones de energía cinética y potencial, $q = \Delta h$. Las entalpías en los cuatro estados son:

$$\begin{aligned} h_1 &= h_g \text{ a } 10 \text{ bar} = 2.778,1 \text{ kJ/kg} & y & \quad h_4 = h_f \text{ a } 10 \text{ bar} = 762,8 \text{ kJ/kg} \\ h_2 &= (h_f + xh_{fg}) \text{ a } 0,50 \text{ bar} = 340,49 + 0,90(2.305,4) = 2.415,4 \text{ kJ/kg} \\ h_3 &= (h_f + xh_{fg}) \text{ a } 0,50 \text{ bar} = 340,49 + 0,10(2.305,4) = 571,0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

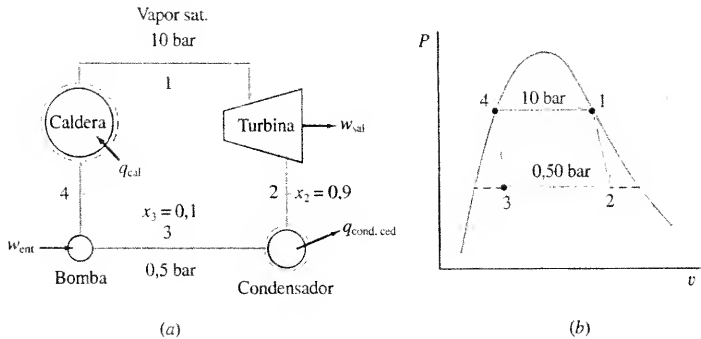


Figura 6.34. Esquema del Ejemplo 6.8.

Por tanto, el calor transferido en la caldera y en el condensador resultan:

$$\begin{aligned} q_{\text{cal}} &= h_1 - h_4 = 2.778,1 - 762,8 = 2.015,3 \text{ kJ/kg} \\ q_{\text{cond}} &= h_3 - h_2 = 571,0 - 2.415,4 = -1.844,4 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Así pues, comprobando la desigualdad de Clausius referida a la unidad de masa:

$$\oint \frac{\delta q}{T} = \left(\frac{q}{T} \right)_{\text{cal}} + \left(\frac{q}{T} \right)_{\text{cond}} = \frac{2.015,3}{453,05} + \frac{-1.844,4}{354,48} = -0,755 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Comentario. El ciclo satisface la desigualdad de Clausius, y por ende los datos son válidos.

6.10. TRANSFERENCIA DE CALOR Y DIAGRAMA TS

En este apartado se va a determinar la variación de entropía de una fuente térmica y después se aplicará este resultado para determinar la generación o producción de entropía asociada con la transferencia de calor entre dos fuentes térmicas.

6.10.1. VARIACIÓN DE ENTROPÍA DE UNA FUENTE TÉRMICA

Una aplicación inmediata de la ecuación que define la variación de entropía de un sistema cerrado, $dS \equiv (\delta Q/T)_{\text{int rev}}$, es la que se hace al concepto de fuente térmica. Ésta se define como un sistema cerrado que experimenta sólo cambios internamente reversibles manteniendo constante su temperatura T_F , mientras se intercambia el calor Q_F con otro sistema. En este caso, la integración de la ecuación de dS lleva a

$$\Delta S_F = \int \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{int rev}} = \frac{Q_F}{T_F} \quad (\text{fuente térmica}) \quad [6.67]$$

donde el calor transferido Q_F se mide respecto a la fuente térmica y T_F es temperatura absoluta. Cuando el calor se transfiere hacia la fuente térmica, la entropía de ésta aumenta, mientras que siempre disminuye si el calor se transfiere desde la fuente térmica, como se ilustra en la Figura 6.35. La Ecuación [6.67] puede escribirse también referido al tiempo en la forma $dS_F/dt = \dot{Q}_F/T_F$.

Un sistema de coordenadas importante para representar gráficamente los procesos como parte del análisis entrópico es el diagrama TS. Para procesos internamente reversibles, la ecuación $dS = \delta Q/T$ se presta a una interpretación geométrica importante. Esta ecuación puede reordenarse para mostrar que:

$$\delta Q_{\text{int rev}} = T dS \quad [6.68]$$

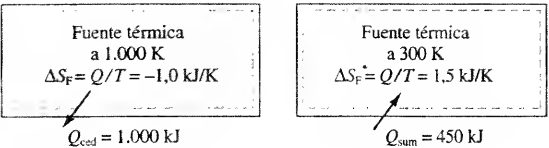


Figura 6.35. Ilustración de las variaciones de entropía de fuentes térmicas.

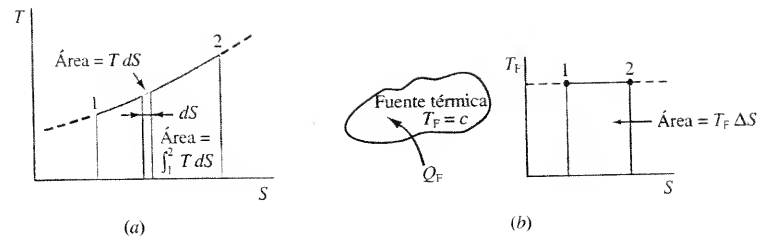


Figura 6.36. (a) Representación de la transferencia de calor en un diagrama TS para un proceso internamente reversible con la temperatura del sistema variable; (b) representación mediante un área en el diagrama TS del calor transferido para una fuente térmica.

Para un cambio de estado finito queda

$$Q_{\text{int rev}} = \int T dS \quad [6.69]$$

Por tanto, en un proceso que se ha realizado de forma *internamente reversible*, el calor transferido Q viene representado por el área que está por debajo del camino del proceso en un diagrama TS , cuando la temperatura se mide en una escala absoluta de temperatura. La Figura 6.36a ilustra este hecho para un proceso internamente reversible cualquiera entre los estados 1 y 2. Para un sistema a temperatura constante, como una fuente térmica, la ordenación de la Ecuación [6.67] muestra que:

$$Q_F = T_F \Delta S_F \quad [6.70]$$

La Figura 6.36b muestra el calor transferido a una fuente térmica, donde el camino en un diagrama TS es una línea recta horizontal. Cuando las fuentes térmicas cambian del estado 1 al 2, ΔS es positivo y el calor transferido es positivo. Para los procesos 2-1, ΔS es negativo y el calor se transfiere desde la fuente térmica.

6.10.2. PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA ASOCIADA CON LA TRANSFERENCIA DE CALOR

Como se analizó en el Apartado 6.4, los procesos de transferencia de calor son por lo general no reversibles debido a la presencia de una diferencia finita de temperaturas. Por tanto, al proceso irreversible de transferencia de calor de forma irreversible va asociada una producción de entropía. La Figura 6.37 muestra el paso del calor δQ entre dos sistemas con temperaturas fijas T_{FA} y T_{FB} , con $T_{FA} > T_{FB}$. La producción de entropía debe ir asociada con el espacio donde exista un gradiente de temperaturas. Esta región se muestra con línea de trazos en la Figura 6.37. Desde un punto de vista físico, esta región puede consistir en una pared sólida conductora del calor. Cuando tiene lugar la transferencia de calor entre sistemas de temperatura constante, el balance de entropía para un sistema cerrado dado por la Ecuación [6.42] puede integrarse con respecto al tiempo para dar

$$\Delta S_{\text{mc}} = \sum_j \frac{Q_j}{T_j} + \sigma \quad [6.71]$$

Ahora se va a aplicar esta ecuación al proceso de transferencia de calor. En este caso sólo hay dos términos de transferencia de entropía en la suma del segundo miembro.

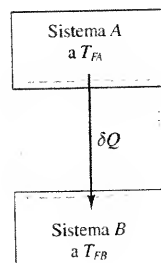


Figura 6.37. Esquema que muestra el calor transferido δQ entre dos fuentes térmicas a $T_{FA} > T_{FB}$.

Una vez puestas en contacto térmico las dos fuentes térmicas por medio del material sólido en el interior de la región sombreada, el calor comienza a transferirse, y en el interior del material aparece un gradiente de temperaturas. En las zonas superior, media y baja de la Figura 6.38 se muestran el calor transferido, el perfil de temperaturas y la transferencia de entropía. En tanto que el flujo de calor se mantenga constante, la pared se hallará en régimen estacionario y sus propiedades permanecerán constantes en cualquier sección. Por tanto, la entropía de la región en su conjunto no cambiará con el tiempo y ΔS_{mc} será cero en la Ecuación [6.71]. Sin embargo, existe una transferencia de entropía Q/T_{FA} que entra y otra que sale Q/T_{FB} . La aplicación de la Ecuación [6.71] específicamente a la región limitada con la línea de trazos de las Figuras 6.37 y 6.38 muestra que la producción de entropía σ_Q debida a la *transferencia de calor entre dos fuentes térmicas* viene dada por

$$\sigma_Q = -\sum_j \frac{Q_j}{T_j} = -\left(\frac{Q_{\text{sum}}}{T_{FA}} + \frac{-Q_{\text{sum}}}{T_{FB}}\right) = Q_{\text{sum}} \left(\frac{1}{T_{FB}} - \frac{1}{T_{FA}}\right) \geq 0 \quad [6.72]$$

donde $T_{FA} > T_{FB}$ y σ_Q es un símbolo especial que representa la *producción de entropía debida a la transferencia de calor* entre una diferencia finita de temperaturas.

En la parte inferior de la Figura 6.38 está la representación gráfica de la Ecuación [6.72]. Este tipo de representación se conoce como diagrama de *bandas*. Los módulos de las magnitudes del balance de entropía vienen representados por las distancias verticales en el diagrama de bandas. En este caso la transferencia de entropía entrante a la pared Q/T_{FA} , más la producción de entropía en su interior σ_Q , es igual a la transferencia de entropía saliente de la misma Q/T_{FB} .

De la Ecuación [6.72] se extraen algunas conclusiones importantes:

1. El signo menor se aplica en procesos irreversibles. La transferencia de calor no puede tener lugar de forma espontánea desde una región a baja temperatura hacia otra a alta temperatura. Esto exigiría que σ_Q fuera negativa, contradiciendo el concepto de generación de entropía.
2. Si T_{FB} se mantiene fija y T_{FA} aumenta, entonces σ_Q aumenta. Según aumenta σ_Q , el proceso de transferencia de calor se hace más irreversible.
3. Según T_{FA} se aproxima al valor fijo de T_{FB} , decrece σ_Q . En el límite, cuando $T_{FA} = T_{FB}$, σ_Q se anula y el proceso es reversible. Sin embargo, en la práctica debe existir una diferencia de temperaturas para que el flujo de calor sea razonable. Por tanto, se considera que la transferencia de calor es reversible cuando la diferencia de temperaturas se hace infinitesimal. Esto es, para la transferencia reversible de calor de A a B, $T_{FA} = T_{FB} + dT$.

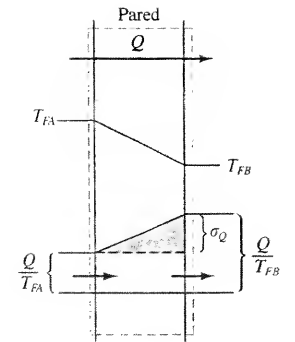


Figura 6.38. Representación gráfica de la Ecuación [6.72] como un diagrama de bandas.

Dos fuentes térmicas a 300 y 1.000 K intercambian calor entre sí. Considerando como un sistema cerrado las dos fuentes térmicas más la región a través de la que tiene lugar la transferencia de calor, determínese (a) la producción de entropía por unidad de tiempo, y (b) la variación de entropía con el tiempo en kJ/(K · min) en el sistema, si el flujo de calor entre las dos fuentes es 1.000 kJ/min.

Solución

Datos. Dos fuentes térmicas que intercambian calor, como se muestra en la Figura 6.39

Incógnitas. (a) $\dot{\sigma}$, y (b) dS_{vc}/dt en kJ/(K · min) para el sistema combinado.

Modelo. Dos fuentes térmicas (sistemas cerrados) que intercambian calor en régimen estacionario.

EJEMPLO 6.9

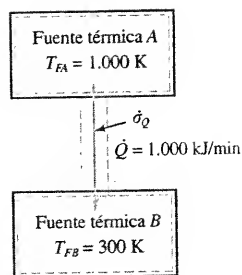


Figura 6.39. Esquema y datos del Ejemplo 6.9.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía a los tres subsistemas y al sistema combinado.

Análisis. Los tres subsistemas de interés son las dos fuentes térmicas y la región entre ellas, como se muestra en la Figura 6.39.

(a) La producción de entropía por unidad de tiempo para el sistema combinado es la suma de producción de entropía por unidad de tiempo en los tres subsistemas: $\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_A + \dot{\sigma}_Q + \dot{\sigma}_B$. Por definición, la producción de entropía en el interior de una fuente térmica es cero. Para obtener la producción de entropía en la región entre las fuentes térmicas, se escriben los balances de energía y de entropía en régimen estacionario para este sistema cerrado:

$$0 = \dot{Q}_{\text{sum}} - \dot{Q}_{\text{ced}} \quad \text{y} \quad 0 = \frac{\dot{Q}_{\text{sum}}}{T_{FA}} - \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{T_{FB}} + \dot{\sigma}_Q$$

Combinando estas dos ecuaciones y advirtiendo que $\dot{Q}_{\text{sum}} = \dot{Q}_{\text{ced}} = 1.000 \text{ kJ/min}$, se obtiene que la producción de entropía por unidad de tiempo en la región de la transferencia de calor es

$$\dot{\sigma}_Q = \dot{Q}_{\text{sum}} \left(\frac{1}{T_{FA}} - \frac{1}{T_{FB}} \right) = (1.000 \text{ kJ/min}) \left(\frac{1}{300 \text{ K}} - \frac{1}{1.000 \text{ K}} \right) = 2,333 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$$

Por tanto, la producción total de entropía del sistema combinado es $2,333 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$.

(b) La variación de entropía con el tiempo de todo el sistema puede determinarse aplicando el balance de entropía al sistema combinado, que es cerrado y adiabático; así, la variación con el tiempo de la entropía del sistema combinado resulta

$$\frac{dS_{\text{VC}}}{dt} = \dot{\sigma} = 2,333 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$$

Es instructivo examinar el comportamiento de los tres subsistemas. Para la fuente térmica A, la variación de la entropía con el tiempo puede calcularse a partir del balance de entropía

$$\frac{dS_A}{dt} = -\frac{\dot{Q}_{A,\text{sal}}}{T_{FA}} = -\frac{1.000 \text{ kJ/min}}{1.000 \text{ K}} = -1,000 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$$

Análogamente, para la fuente térmica B, la variación de la entropía con el tiempo resulta

$$\frac{dS_B}{dt} = \frac{\dot{Q}_{B,\text{ent}}}{T_{FB}} = \frac{1.000 \text{ kJ/min}}{300 \text{ K}} = 3,333 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$$

Finalmente se sabe que la entropía en la región donde tiene lugar la transferencia de calor es constante, ya que está en régimen estacionario, $dS/dt = 0$. Por tanto, se tiene finalmente que

$$\frac{dS_{\text{VC}}}{dt} = \frac{dS_A}{dt} + \frac{dS}{dt} + \frac{dS_B}{dt} = (-1,000 + 0 + 3,333) \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)} = 2,333 \text{ kJ/(K} \cdot \text{min)}$$

Adviértase que el incremento en la variación con el tiempo de la entropía en la fuente térmica B es mayor que la disminución de la variación con el tiempo de la entropía en la fuente térmica A, en una cantidad que es igual a la generación de entropía por unidad de tiempo en el interior de la región en la que tiene lugar la transferencia de calor. La Figura 6.40 muestra las áreas que representan las transferencias de calor para las dos fuentes en un diagrama TS.

Comentario. Hay que señalar que la producción de entropía por unidad de tiempo y la variación total de entropía con el tiempo son iguales, como cabría esperar. Se ve fácilmente que si T_{FA} se disminuye hasta los 300 K, tanto la producción de entropía como la variación de ésta tienden a cero en el proceso global. Esto indica que el proceso de transferencia de calor se aproxima a la reversibilidad según tiende a cero la diferencia de temperaturas.

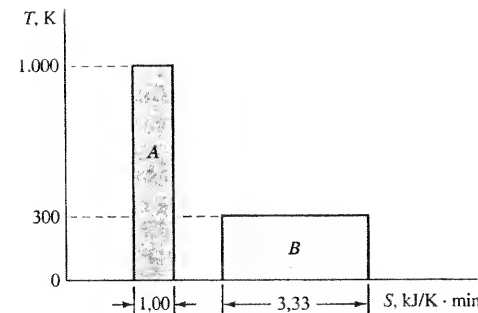


Figura 6.40. Representaciones de la transferencia de calor en un diagrama TS para las fuentes térmicas del Ejemplo 6.9.

6.10.3. PÉRDIDA DE POTENCIAL DE TRABAJO ASOCIADA CON LA TRANSFERENCIA DE CALOR

La transferencia de calor que tiene lugar con una diferencia finita de temperaturas es uno de los muchos ejemplos posibles de proceso irreversible que conduce a una degradación de energía. Si entre dos cuerpos entre los que existe una diferencia finita de temperaturas se intercala un motor térmico, se producirá una cantidad de trabajo como resultado del intercambio de calor. Con la misma ΔT entre los sistemas, la transferencia directa e irreversible del calor no proporciona absolutamente ningún trabajo. Por tanto, cuando tiene lugar la transferencia de calor directa entre dos sistemas, la capacidad de producir trabajo a partir de esa interacción se pierde. Esta pérdida de producción de trabajo es equivalente a una degradación de la energía involucrada, o a una pérdida del *potencial de trabajo* de la energía.

El *potencial de trabajo*, o *capacidad de producir trabajo*, de una cantidad de calor Q que se extrae de una fuente térmica a T_{FA} se define como el trabajo que podría producirse con un motor térmico funcionando entre T_{FA} y la temperatura ambiente T_0 y al que se le suministrase el calor Q . Reordenando la Ecuación [6.14] del rendimiento de Carnot de un motor térmico se obtiene que el potencial de trabajo (W_{pot}) asociado con el calor Q extraído de una región a T_{FA} viene dado por

$$W_{\text{pot}} = Q\eta_{\text{Carnot}} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_{FA}} \right) \quad [6.73]$$

donde la temperatura del sumidero es la del ambiente T_0 , y donde Q y W_{pot} son cantidades positivas.

Considérese ahora una cantidad de calor Q transferida irreversiblemente desde una región a temperatura T_{FA} a otra a T_{FB} , como se muestra en la Figura 6.41. Los potenciales de trabajo $W_{\text{pot},A}$ de Q a T_{FA} y $W_{\text{pot},B}$ de Q a T_{FB} , de acuerdo con la Ecuación [6.73], son

$$W_{\text{pot},A} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_{FA}} \right) \quad \text{y} \quad W_{\text{pot},B} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_{FB}} \right)$$

La diferencia entre $W_{\text{pot},A}$ y $W_{\text{pot},B}$ representa la *pérdida de potencial de trabajo* $W_{\text{per},Q}$ asociada con Q debida al proceso irreversible de la transferencia de calor. Tras una manipulación algebraica esta diferencia queda

$$W_{\text{per},Q} = T_0 Q \left(\frac{1}{T_{FB}} - \frac{1}{T_{FA}} \right) \quad [6.74]$$

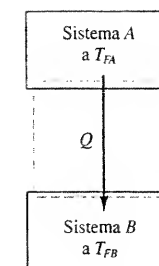


Figura 6.41. Pérdida de potencial de trabajo asociada con el calor transferido entre dos sistemas a temperaturas diferentes.

Cuanto mayor sea la diferencia entre T_{FA} y T_{FB} , mayor será la pérdida de potencial de trabajo. En general, para un valor fijo de T_{FB} , una cantidad dada de energía térmica transferida Q tiene más capacidad para convertirse en trabajo según aumenta la temperatura T_{FA} de su fuente. Cuanto mayor sea la temperatura de la fuente de calor disponible para el usuario, tanto mayor será el potencial de trabajo de la energía. Existe una cantidad inmensa de energía en el océano, por ejemplo, pero su baja temperatura hace que esta energía tenga un bajo potencial de trabajo, o lo que es lo mismo, una utilidad potencial baja.

Las Ecuaciones [6.72] y [6.74] proporcionan un enlace directo entre la pérdida de potencial de trabajo, el incremento de entropía y la producción de entropía durante la transferencia directa de calor entre las fuentes térmicas T_{FA} y T_{FB} . Si la Ecuación [6.72] se reescribe en función de T_{FA} y T_{FB} , y después se sustituye el resultado en la Ecuación [6.74], se obtiene que

$$W_{\text{per}, Q} = T_0 \sigma_Q \quad [6.75]$$

Por tanto, la pérdida de capacidad de producir trabajo debida a la transferencia irreversible de calor es directamente proporcional a la producción de entropía en el interior de la región de transferencia de calor.

EJEMPLO 6.10

Considérese de nuevo el Ejemplo 6.9, en el que se transfería un calor de 1.000 kJ/min entre regiones a las temperaturas constantes de 1.000 y 300 K. Détermínese la pérdida de potencial de trabajo asociada al proceso, en kJ/min, si la temperatura del ambiente es 300 K.

Solución

Datos. Transferencia de calor irreversible entre regiones a temperatura constante, como se muestra en la Figura 6.42.

Incógnitas. Pérdida de potencial de trabajo en kJ/min.

Modelo. Transferencia de calor de forma irreversible: $T_0 = T_{FB} = 300$ K.

Metodología. Aplicar la ecuación para la pérdida de potencial de trabajo.

Análisis. La ecuación para la pérdida de potencial de trabajo debida a la transferencia irreversible del calor, basada en el concepto de potencial de trabajo de una sola fuente térmica a temperatura T_{FA} , desde la que se transfiere el calor hacia el ambiente a temperatura T_0 (que es igual a T_{FB}), es

$$W_{\text{per}, Q} = T_0 Q \left(\frac{1}{T_{FB}} - \frac{1}{T_{FA}} \right)$$

Esta ecuación es válida también escrita en forma de variación temporal. Sustituyendo los datos se obtiene

$$\dot{W}_{\text{per}, Q} = 300 \text{ K} \times 1.000 \text{ kJ/min} \times \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{1.000} \right) \text{ K}^{-1} = 700 \text{ kJ/min}$$

Comentario. De otra forma, el valor que se obtuvo en el Ejemplo 6.9 para la producción de entropía en el proceso fue 2,333 kJ/(K · min). Por tanto, $\dot{W}_{\text{per}, Q} = T_0 \dot{\sigma}_Q = 300(2,333) \text{ kJ/min} = 700 \text{ kJ/min}$.

En los Apartados 6.11.2 y 6.11.3 se aplicarán los conceptos de producción de entropía y de pérdida de potencial de trabajo en la transferencia irreversible del calor a los motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor.

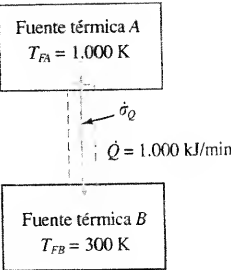


Figura 6.42. Esquema y datos del Ejemplo 6.10.

6.11. APLICACIONES

6.11.1. SISTEMAS CERRADOS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

En este apartado se examinan algunos sistemas cerrados en régimen estacionario. En estas condiciones, se mostrará que no es necesario conocer la entropía del sistema. La producción de entropía por unidad de tiempo está directamente relacionada con el flujo de entropía por transferencia de calor en la frontera del sistema. Muchos dispositivos prácticos satisfacen este modelo simple.

Un inventor afirma que ha construido un dispositivo que, en régimen estacionario, es capaz de refrigerar y que es accionado mediante una llama. Los datos que se han publicado sobre sus actuaciones incluyen un flujo de calor de entrada de 400 Btu/min a un evaporador que está a una temperatura de 510 °R, un flujo de calor de entrada de 200 Btu/min a través de una frontera que se encuentra a 960 °R desde un fuego, y la transferencia de calor desde el dispositivo a un condensador a temperatura de 550 °R. Con el modelo de sistema cerrado para el dispositivo, détermínese el flujo de calor cedido al condensador en Btu/min y la producción de entropía por unidad de tiempo en Btu/min · °R.

EJEMPLO 6.11

Solución

Dtos. Una máquina frigorífica accionada por calor con las actuaciones mostradas en la Figura 6.43.

Incógnitas. \dot{Q}_{cond} en Btu/min y $\dot{\sigma}$ en Btu/min · °R.

Modelo. El dispositivo se considera un sistema cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía.

Análisis. Partiendo del balance de energía para un sistema cerrado

$$\frac{dE_{\text{mc}}}{dt} = \dot{Q}_{\text{fuego}} + \dot{Q}_{\text{evap}} - \dot{Q}_{\text{cond}}$$

Pero para un sistema en régimen estacionario $dE_{\text{mc}}/dt = 0$. Resolviendo para \dot{Q}_{cond} ,

$$\dot{Q}_{\text{cond}} = \dot{Q}_{\text{fuego}} + \dot{Q}_{\text{evap}} = (200 + 400) \text{ Btu/min} = 600 \text{ Btu/min}$$

Por tanto, el dispositivo cede un flujo de calor de 600 Btu/min. Escribiendo ahora en balance de entropía

$$\frac{dS_{\text{mc}}}{dt} = \frac{\dot{Q}_{\text{fuego}}}{T_{\text{fuego}}} + \frac{\dot{Q}_{\text{evap}}}{T_{\text{evap}}} - \frac{\dot{Q}_{\text{cond}}}{T_{\text{cond}}} + \dot{\sigma}$$

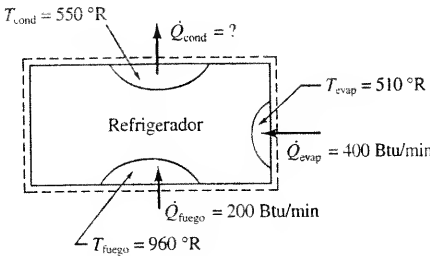


Figura 6.43. Máquina frigorífica accionada por calor del Ejemplo 6.11.

Como $dS_{mc}/dt = 0$, se puede resolver para $\dot{\sigma}$

$$\dot{\sigma} = \frac{\dot{Q}_{cond}}{T_{cond}} - \frac{\dot{Q}_{fuego}}{T_{fuego}} - \frac{\dot{Q}_{evap}}{T_{evap}} = \left(\frac{600}{550} - \frac{200}{960} - \frac{400}{510} \right) \frac{\text{Btu/min}}{^\circ\text{R}} = 0,0983 \text{ Btu/min} \cdot ^\circ\text{R}$$

Comentario. El dispositivo satisface las dos leyes primera y segunda de la Termodinámica. Si el valor calculado de σ hubiese sido negativo, las actuaciones referidas habrían resultado muy sospechosas.

EJEMPLO 6.12

Una transmisión mecánica funciona en régimen estacionario. La potencia suministrada al eje de entrada es 35 kW y la potencia medida en el eje de salida es 32 kW. Desde la superficie de la transmisión, que está a 50 °C, se transfiere calor. Calcúlese la producción de entropía por unidad de tiempo en el interior de la transmisión en kW/K.

Solución

Datos. Transmisión mecánica que funciona como se muestra en la Figura 6.44.

Incógnitas. $\dot{\sigma}$, en kW/K.

Modelo. La transmisión es un sistema cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar el balance de entropía.

Análisis. Partiendo del balance de entropía

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = -\frac{\dot{Q}_{ced}}{T_f} + \dot{\sigma}$$

En condiciones de régimen estacionario, $dS_{mc}/dt = 0$. Resolviendo ahora en $\dot{\sigma}$

$$\dot{\sigma} = \frac{\dot{Q}_{ced}}{T_f}$$

Para calcular $\dot{\sigma}$ se debe obtener previamente \dot{Q} . Aplicando el balance de energía y recordando que $dE/dt = 0$, se obtiene

$$0 = \dot{W}_{ent} - \dot{W}_{sal} - \dot{Q}_{ced}$$

Despejando \dot{Q}_{ced} y sustituyendo ese valor en la ecuación de $\dot{\sigma}$

$$\dot{\sigma} = \frac{\dot{W}_{ent} - \dot{W}_{sal}}{T_f} = \frac{(35 - 32) \text{ kW}}{(50 + 273) \text{ K}} = 0,00929 \text{ kW/K}$$

Comentario. Reordenando la ecuación de $\dot{\sigma}$ se obtiene $\dot{W}_{sol} = \dot{W}_{ent} - T_f \dot{\sigma}$. Esta ecuación muestra claramente cómo la producción de entropía empeora las actuaciones. En una transmisión ideal no hay pérdidas y $\dot{\sigma} = 0$.

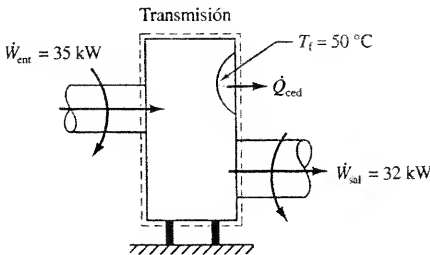


Figura 6.44. Transmisión mecánica del Ejemplo 6.12.

Las medidas efectuadas en una resistencia eléctrica indican una corriente de 2 A y una caída de potencial en la resistencia de 100 V. Determínese el flujo de calor en W y la producción de entropía por unidad de tiempo en kW/K en la resistencia. La temperatura de la superficie de la resistencia es 30 °C.

Solución

Datos. Una resistencia eléctrica, como se muestra en la Figura 6.45.

Incógnitas. \dot{Q} en W y $\dot{\sigma}$ en kW/K.

Modelo. La resistencia se considera un sistema cerrado en régimen estacionario.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía.

Análisis. Comenzando con el balance de energía

$$\frac{dE_{mc}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W}$$

donde $\dot{W} = VI$ (V es la diferencia de potencial), y $dE_{mc}/dt = 0$. Resolviendo en \dot{Q} ,

$$\dot{Q} = -\dot{W} = -VI = -(100 \text{ V})(2 \text{ A}) \times \frac{1 \text{ W}}{1 \text{ A} \cdot \text{V}} = -200 \text{ W}$$

Téngase en cuenta que el signo negativo indica que el calor se transfiere desde el sistema. Ahora, escribiendo el balance de entropía

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T_f} + \dot{\sigma}$$

donde $dS_{mc}/dt = 0$. Resolviendo en $\dot{\sigma}$,

$$\dot{\sigma} = -\frac{\dot{Q}}{T_f} = -\frac{-200 \text{ W}}{(30 + 273) \text{ K}} = 0,660 \text{ W/K}$$

Comentario. Como era de esperar, una resistencia eléctrica es un dispositivo irreversible.

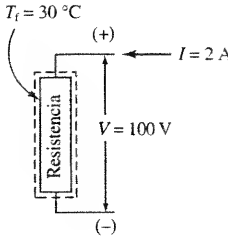


Figura 6.45. Resistencia eléctrica del Ejemplo 6.13.

6.11.2. INFLUENCIA DE LA TRANSFERENCIA IRREVERSIBLE DEL CALOR EN LAS ACTUACIONES DE LOS CICLOS

Las ecuaciones del rendimiento térmico y del coeficiente de actuación de dispositivos cíclicos del tipo Carnot, esto es,

$$\eta_{t, \text{Carnot}} \equiv 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad \text{COP}_{\text{MF, Carnot}} = \frac{T_B}{T_A - T_B} \quad \text{COP}_{\text{BC, Carnot}} = \frac{T_A}{T_A - T_B} \quad [6.76]$$

se han desarrollado anteriormente para dispositivos cíclicos *internamente reversibles*. Considérense ahora los mismos dispositivos funcionando de manera totalmente reversible. Esto exige que todo el sistema sea interna y externamente reversible. Este concepto ya fue utilizado en el desarrollo del principio de Carnot en el Apartado 6.5.2. En la Figura 6.46 se muestra un esquema detallado de tal dispositivo. Para que el proceso de transferencia de calor sea externamente reversible, la transferencia de calor Q_A debe tener lugar desde una fuente térmica a $T_A + dT$, mientras que la temperatura del sistema cíclico es T_A . El mismo tipo de diferencia de temperaturas infinitesimal se da para la transferencia de calor Q_B entre T_B y $T_B - dT$. Debido a que ambos procesos de transferencia de calor se realizan con una diferencia de temperaturas diferencial, las relaciones dadas por la Ecuación [6.76] son también válidas para motores térmicos, máquinas frigorí-

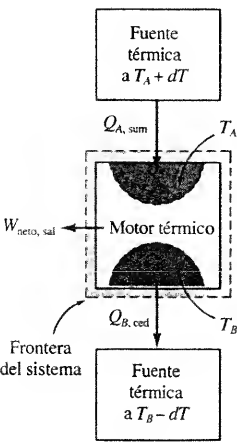


Figura 6.46. Esquema de un motor térmico totalmente reversible que funciona con transferencias de calor a T_A y T_B .

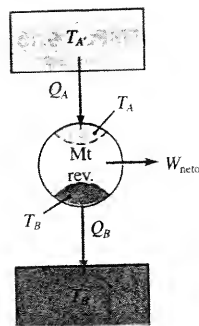


Figura 6.47. Motor térmico reversible con transferencia de calor irreversible.



Observe el efecto negativo de la transferencia de calor irreversible en un ciclo calor-energía.

EJEMPLO 6.14

300 K / 400 K

ficas y bombas de calor totalmente reversibles. Además, la Figura 6.46 sigue siendo válida para máquinas frigoríficas y bombas de calor totalmente reversibles sin más que cambiar los sentidos de las flechas e invertir el signo de dT .

Ahora se quiere examinar la actuación de motores térmicos internamente reversibles que funcionan con una *transferencia irreversible del calor* entre el motor térmico y las dos fuentes térmicas. La Figura 6.47 muestra una situación en la que la temperatura del fluido de trabajo del dispositivo es T_A cuando recibe el calor Q_A de una fuente térmica a T_{FA} , y T_B cuando cede el calor Q_B a una fuente térmica a T_{FB} . En este caso el motor térmico funciona de modo internamente reversible entre T_A y T_B . Como resultado, su rendimiento térmico viene dado por $(1 - T_B/T_A)$. Como la diferencia de temperaturas ($T_A - T_B$) del motor térmico es menor que la diferencia ($T_{FA} - T_{FB}$) entre las fuentes térmicas, el rendimiento térmico máximo será menor que cuando los procesos de transferencia de calor entre las fuentes térmicas a las temperaturas T_{FA} y T_{FB} sean también reversibles. Por tanto, la presencia de estas diferencias finitas de temperaturas externas al motor térmico empeoran las actuaciones globales del ciclo. Puede utilizarse un argumento similar para máquinas frigoríficas y bombas de calor que funcionen con transferencia irreversible del calor entre las fuentes térmicas y el fluido de trabajo del dispositivo cíclico. Cuando la transferencia de calor es irreversible, el COP de las máquinas frigoríficas y de las bombas de calor es menor que el correspondiente a los ciclos totalmente reversibles.

Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas $T_{FA} = 1.000$ K y $T_{FB} = 300$ K. Si al motor se le suministra un calor $Q_{A, \text{sum}}$ de 1.000 kJ, calcúlese el calor cedido, el trabajo de salida, el rendimiento térmico y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 800 y 400 K en vez de a 1.000 y 300 K. Considérese $T_0 = 300$ K.

Solución

Datos. Un motor térmico que funciona con dos clases de condiciones: (a) ciclo totalmente reversible, y (b) el motor es internamente reversible, pero los procesos de transferencia de calor son irreversibles, como se muestra en la Figura 6.48.

Incógnitas. El calor cedido, el trabajo de salida, el rendimiento térmico y la pérdida de potencial de trabajo en las condiciones de reversibilidad (a) total y, (b) interna.

Modelo. Ciclo de un motor térmico con irreversibilidades externas.

Metodología. Aplíquense las relaciones de las leyes primera y segunda para motores cíclicos.

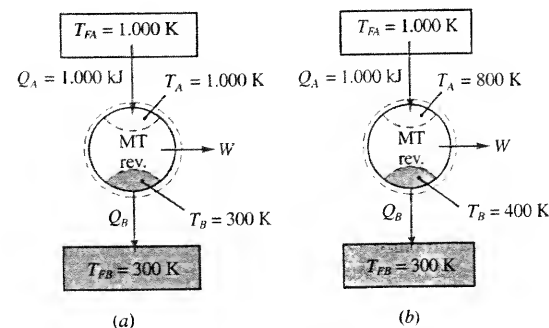


Figura 6.48. Esquema del Ejemplo 6.14. (a) Motor térmico totalmente reversible; (b) motor térmico internamente reversible con transferencia de calor irreversible.

Análisis. (a) En un motor térmico totalmente reversible, $Q_{B, \text{ced}} = Q_{A, \text{sum}} (T_{FB}/T_{FA})$, y $Q_{A, \text{sum}} - Q_{B, \text{ced}} - W_{\text{net, sal}} = \Delta E = 0$. Por tanto,

$$Q_{B, \text{ced}} = 1.000 \frac{300}{1.000} \text{ kJ} = 300 \text{ kJ}$$

y

$$W_{\text{net, sal}} = Q_{A, \text{sum}} - Q_{B, \text{ced}} = (1.000 - 300) \text{ kJ} = 700 \text{ kJ}$$

El rendimiento térmico es

$$\eta_t = W_{\text{net, sal}}/Q_{A, \text{sum}} = 700/1.000 = 0,70 \quad (\text{o } 70 \text{ por } 100)$$

Como los procesos de transferencia de calor son reversibles, no hay pérdida de potencial de trabajo asociada a ellos.

(b) Por ser el dispositivo internamente reversible el calor cedido se obtiene mediante

$$Q_{B, \text{ced}} = Q_{A, \text{sum}} \frac{T_B}{T_A} = 1.000 \frac{400}{800} \text{ kJ} = 500 \text{ kJ}$$

y

$$W_{\text{net, sal}} = Q_{A, \text{sum}} - Q_{B, \text{ced}} = (1.000 - 500) \text{ kJ} = 500 \text{ kJ}$$

El rendimiento térmico es

$$\eta_t = W_{\text{net, sal}}/Q_{A, \text{sum}} = 500/1.000 = 0,50 \quad (\text{o } 50 \text{ por } 100)$$

En el caso (b), el trabajo de salida ha disminuido en 200 kJ, comparado con el del motor térmico totalmente reversible del apartado (a). Esta pérdida en el trabajo de salida se debe a las irreversibilidades externas. El origen real de esta pérdida de 200 kJ puede obtenerse aplicando el concepto de pérdida de potencial de trabajo a los dos procesos de transferencia de calor. Durante los dos procesos de transferencia irreversible del calor acaece una pérdida de potencial de trabajo. La Ecuación [6.74] muestra que para los procesos a alta y baja temperatura

$$E_{\text{per, alta}} = T_0 Q_{A, \text{sum}} \left(\frac{1}{T_A} - \frac{1}{T_{FA}} \right) = 300(1.000) \left(\frac{1}{800} - \frac{1}{1.000} \right) = 75 \text{ kJ}$$

$$E_{\text{per, baja}} = T_0 Q_{B, \text{ced}} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_B} \right) = 300(500) \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{400} \right) = 125 \text{ kJ}$$

Comentario. La pérdida total obtenida a partir de las consideraciones de la primera y segunda ley es 200 kJ. Sin embargo, los últimos cálculos permiten obtener las contribuciones individuales a la pérdida total en el trabajo de salida. Adviértase que la región con una diferencia de temperaturas más pequeña (entre T_B y T_0) origina la mayor pérdida de potencial de trabajo, incluso aunque la cantidad de calor transferido sea la mitad del transferido en la zona de alta temperatura del motor térmico. Generalmente, las pérdidas en la zona de baja temperatura de un motor térmico son sensibles a la diferencia de temperaturas durante la cesión del calor.

En el siguiente apartado se van a comparar las irreversibilidades asociadas con los dispositivos cíclicos simples, en función de la producción de entropía.

6.11.3. PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA EN DISPOSITIVOS CÍCLICOS SIMPLES

En el subapartado anterior se han comparado los motores térmicos, las máquinas frigoríficas y las bombas de calor con irreversibilidades externas con dispositivos totalmente reversibles. Se quiere estudiar ahora la magnitud de las irreversibilidades en los procesos de transferencia de calor y en el interior de los propios dispositivos cíclicos durante el funcionamiento real basándose en la producción de

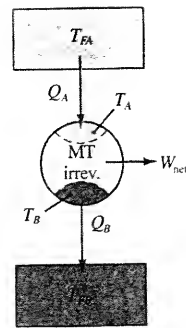


Figura 6.49. Motor térmico irreversible con transferencia de calor irreversible.

entropía. La Figura 6.49 ilustra la situación en la que las transferencias de calor, así como el motor térmico, son irreversibles. La transferencia de calor Q_A tiene lugar entre T_{FA} y T_A , y la transferencia de calor Q_B entre T_B y T_{FB} . Por tanto, en realidad el motor térmico funciona sólo entre las temperaturas T_A y T_B y no entre T_{FA} y T_{FB} . De acuerdo con lo dicho en el Apartado 6.9.1, el rendimiento térmico real debe ser menor que el correspondiente a un motor térmico totalmente reversible funcionando entre fuentes a las mismas temperaturas. Para el motor térmico (MT) el balance de entropía es

$$\Delta S_{MT} = \sum \frac{Q_j}{T_j} + \sigma_{MT}$$

donde Q_j y T_j se miden en la *frontera* del motor. Si se considera que el motor térmico realiza un número entero de ciclos, entonces $\Delta S_{MT} = 0$. Así pues, la ecuación anterior queda

$$\sigma_{motor} = -\sum \frac{Q_j}{T_j} = -\left(\frac{Q_{A, sum}}{T_A} - \frac{Q_{B, ced}}{T_B}\right) \quad [6.77]$$

Además

$$Q_{A, sum} - Q_{B, ced} - W_{net, sal} = 0 \quad \text{y} \quad \eta_t = W_{net, sal}/Q_{A, sum} \quad [6.78]$$

Los términos $Q_{A, sum}$, $Q_{B, ced}$ y $W_{net, sal}$ representan sólo magnitudes.

Por consiguiente, la suma de los términos de producción de entropía en los dos procesos de transferencia de calor y en el proceso del motor es

$$\begin{aligned} \sigma_{total} &= \sigma_{Q, alta} + \sigma_{MT} + \sigma_{Q, baja} = \\ &= -\left(\frac{Q_{A, sum}}{T_{FA}} - \frac{Q_{A, ced}}{T_A}\right) - \left(\frac{Q_{A, sum}}{T_A} - \frac{Q_{B, ced}}{T_B}\right) - \left(\frac{Q_{B, sum}}{T_B} - \frac{Q_{B, ced}}{T_{FB}}\right) \end{aligned} \quad [6.79]$$

Algunos de los términos Q/T de la ecuación anterior se cancelan simplemente con el proceso suma. En esta forma, sin embargo, la Ecuación [6.79] proporcionará por separado los valores de la producción de entropía debida a la transferencia de calor y al funcionamiento del motor. Una comparación de estos valores mostrará qué procesos tienen las mayores (o las menores) pérdidas. En la práctica, esto debería ayudar al ingeniero a decidir qué parte de todo el proceso necesita una mejora.

Es obvio que si se dibuja una frontera alrededor del proceso completo del motor térmico, entonces

$$\sigma_{total} = -\left(\frac{Q_{A, sum}}{T_{FA}} - \frac{Q_{B, ced}}{T_{FB}}\right) \quad [6.80]$$

Esta forma será útil para comparar diferentes motores térmicos globales, pero no proporciona ninguna información sobre las contribuciones de los procesos asociados con el ciclo mismo. Para máquinas frigoríficas y bombas de calor que funcionen entre dos fuentes térmicas puede realizarse un análisis similar.

EJEMPLO 6.15

Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas cuyas temperaturas son 1.000 y 300 K. Sin embargo, la temperatura del motor térmico mientras recibe el calor es 900 K, y mientras lo cede, 350 K. El rendimiento térmico medido del motor es el 40 por 100, y el calor suministrado por ciclo es 100 kJ. Determinese la producción de entropía debida a todas las irreversibilidades presentes en el proceso global, en kJ/K.

Solución

Datos. Un motor térmico irreversible con transferencia de calor irreversible desde dos fuentes térmicas, como se muestra en la Figura 6.50.

Incógnitas. σ en el motor y en los procesos de transferencia de calor.

Modelo. Un sistema consistente en un motor térmico irreversible con transferencia de calor irreversible.

Metodología. Aplicar el balance de entropía a los procesos de transferencia de calor y al motor térmico.

Análisis. El rendimiento térmico medido es el 40 por 100. Con un suministro de calor de 100 kJ, el trabajo neto de salida es $W_{net, sal} = \eta_t Q_{A, sum} = 0,4(100) = 40$ kJ, y el calor cedido $Q_{B, ced}$ es 60 kJ. En estas condiciones, la producción de entropía del motor, de acuerdo con la Ecuación [6.77], es

$$\sigma_{MT} = -\left(\frac{Q_{A, sum}}{T_A} - \frac{Q_{B, ced}}{T_B}\right) = -\left[\frac{100}{900} - \frac{60}{350}\right] = 0,0603 \text{ kJ/K}$$

Los propios procesos de transferencia de calor son irreversibles, dado que en cada caso existe una diferencia finita de temperaturas. La producción de entropía en el proceso de transferencia de calor al motor viene dada por la Ecuación [6.72]. En función de Q_A queda

$$\sigma_{Q, A} = -\left(\frac{Q_{A, sum}}{T_{FA}} - \frac{Q_{A, ced}}{T_A}\right) = -\left(\frac{100}{1.000} - \frac{100}{900}\right) = 0,0111 \text{ kJ/K}$$

Además, en el proceso de cesión de calor del motor la producción de entropía resulta

$$\sigma_{A, B} = -\left(\frac{Q_{B, sum}}{T_B} - \frac{Q_{B, ced}}{T_{FB}}\right) = -\left(\frac{60}{350} - \frac{60}{300}\right) = 0,0286 \text{ kJ/K}$$

Por tanto, en el proceso global, $\sigma_{tot} = 0,0603 + 0,0111 + 0,0286 = 0,1000$ kJ/K. (Este valor global se obtiene directamente también de la Ecuación [6.80].)

Comentario. El funcionamiento del propio motor es la contribución más importante a la producción de entropía (el 60 por 100). Adviértase también que $\sigma_{Q, B}$ es del orden de tres veces el valor de $\sigma_{Q, A}$, aunque la diferencia de temperaturas durante la cesión del calor es sólo la mitad de la del suministro del calor. Por tanto, la producción de entropía durante la cesión del calor es mucho más sensible a la diferencia de temperaturas que la que tiene lugar durante el suministro de calor.

Los ejemplos anteriores ilustran las pérdidas relativas debidas a las irreversibilidades en función exclusivamente de la producción de entropía. Estas pérdidas podrían haber sido examinadas también en función de la pérdida de potencial de trabajo asociada con cada uno de los procesos del ciclo.

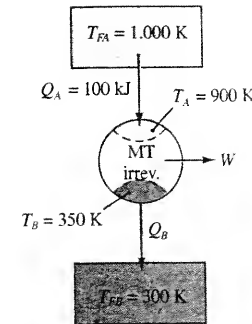


Figura 6.50. Esquema y datos del Ejemplo 6.15.

6.12. LA ENTROPÍA EN FUNCIÓN DE LA ALEATORIEDAD Y DE LA PROBABILIDAD

En los tres últimos apartados se han mostrado algunas de las utilidades de la entropía. En primer lugar, la transferencia de calor está relacionada con la variación de la entropía mediante la relación $\delta Q = T dS$ en procesos internamente reversibles. Por tanto, el valor de Q se mide mediante un área en un diagrama TS . En segundo lugar, se ha obtenido que la producción de entropía σ es una medida de las irreversibilidades, como son las asociadas con la transferencia irreversible de calor. En tercer lugar, el principio del incremento de entropía ayuda a explicar por qué cada día se observan muchos procesos unidireccionales. Por último, a partir del balance de entropía, pueden desarrollarse relaciones para las limitaciones en el funcionamiento de los motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor. En los capítulos siguientes se desarrollará el concepto de entropía

como una herramienta potente para efectuar análisis de procesos de ingeniería. Sin embargo, dado que la entropía no es una propiedad familiar, en comparación con la energía, se precisa hacer un alto y considerar la entropía desde un punto de vista microscópico o molecular.

La entropía es una propiedad que mide la aleatoriedad (o desorden) de la materia a nivel molecular. Antes de examinar un sistema termodinámico, considérense los dos ejemplos siguientes. En el primero, dos estudiantes ocupan habitaciones adyacentes en una residencia. Una habitación se mantiene perfectamente limpia, mientras que la otra habitación está sucia, sin limpiar ni ordenar durante algunos meses. En la habitación perfectamente limpia (ordenada) no habrá problema para localizar las cosas, al contrario que en la habitación sucia (desordenada). Se podrá decir que hay más aleatoriedad en la habitación sucia. Como segundo ejemplo, considérense dos libros de texto que contengan la misma materia, pero uno de ellos no tiene tabla de contenidos, índice ni cabeceras de los capítulos. Uno está escrito de una manera ordenada y en él es fácil localizar una materia concreta. El otro es casi inútil, debido a la aleatoriedad de su contenido.

En sentido termodinámico, esta aleatoriedad se da con respecto a la posición y la energía de las partículas de la materia. Considérese un recipiente dividido inicialmente en dos regiones por medio de una membrana. Un lado lo llena un gas, mientras que en el otro se ha hecho el vacío. Al romperse la membrana se espera que el gas llene rápidamente todo el recipiente. La localización de una partícula concreta en un tiempo concreto es ahora más *aleatoria*, debido al mayor volumen que tiene para moverse. Este aumento de la aleatoriedad de todas las partículas del gas viene señalado por el incremento de la entropía del gas. De manera similar, considérese el suministro de energía a un sólido de manera que primero funde y después el líquido se vaporiza. A partir de la localización exacta de las partículas en la estructura cristalina de un sólido, la sustancia evoluciona hasta un estado de movimiento creciente de las partículas en el líquido, y finalmente alcanza un gran desorden en la fase gaseosa. Esto va acompañado de un aumento relativamente pequeño de la entropía en el proceso de fusión y de un gran incremento en el proceso de vaporización.

Otra manera de medir el desorden o aleatoriedad a nivel molecular es tomar como referencia las energías de las partículas individuales. A principios del siglo XIX se desarrolló el concepto de niveles discretos de energía para las moléculas mediante la teoría cuántica. Los resultados de esta teoría indican la existencia de unas series completas de valores discretos de energía designados mediante ϵ_i . Las series comienzan en un valor mínimo llamado *nivel fundamental* ϵ_0 . Las series avanzan después a lo largo de distintos escalones a valores de energía (o niveles de energía) cada vez mayores. En la Figura 6.51 se muestra un diagrama típico de niveles de energía ϵ_i . En un instante dado, un cierto número de partículas n_i tiene una energía ϵ_i . La energía total de n partículas viene dada por

$$U = \sum_i n_i \epsilon_i$$

Considérese ahora un sistema con valores fijos de ϵ_i . Cuando por ejemplo se le suministra calor, los valores de las n_i cambian, habiendo más partículas con valores de energía más altos. Por tanto, hay más formas en las que la energía total puede distribuirse entre los niveles de energía ϵ_i . Así pues, aumenta la aleatoriedad del sistema según se transfiere calor, y la entropía se incrementa.

Llévese esta situación un paso más adelante considerando la transferencia de calor desde una región caliente a otra más fría. La aleatoriedad o desorden y la entropía de la región caliente disminuirán, mientras que crecerán en la región fría. El principio del incremento de la entropía para el proceso global requiere que la variación total de entropía sea positiva. Lo que a su vez exige que el incremento de la aleatoriedad en la región fría sea mayor que su disminución en

la región caliente. Además, recuérdese el ejemplo anterior de la expansión de un gas en el vacío. La teoría cuántica indica que los valores de los niveles de energía permitidos ϵ_i disminuyen según aumenta el volumen. Por tanto, hay muchas más formas para distribuir la misma cantidad total de energía entre las partículas gaseosas, y el desorden aumenta (como lo hace la entropía).

Como ejemplo final, considérese el suministro de calor a un gas encerrado en un recipiente por medio de una resistencia eléctrica, a partir de la descarga de una batería, como se muestra en la Figura 6.52. La energía de la batería está inicialmente en un estado altamente ordenado. El resultado del proceso es una disminución de la aleatoriedad en la batería. Pero tendrá lugar un incremento mucho mayor de la aleatoriedad con el aumento de la temperatura del gas del recipiente. Por tanto, se crea desorden molecular en el proceso global y éste va acompañado de un incremento en el desorden molecular global.

Por consiguiente, las variaciones macroscópicas de la entropía son un reflejo de las variaciones microscópicas en la aleatoriedad del sistema. La función entropía y la aleatoriedad molecular pueden relacionarse cuantitativamente por medio de los conceptos de macroestados y microestados. Se define un *macroestado* como cualquier estado microscópico posible de un conjunto de partículas descrito en función del número de partículas en cada nivel de energía en un instante dado. La descripción de un macroestado no requiere la enumeración de qué partículas tienen una energía determinada, sino sólo contar cuántas partículas tienen una energía dada. En la Tabla 6.2, las nueve distribuciones designadas desde la A hasta la I se identificarán como los nueve macroestados posibles de un sistema compuesto de cuatro partículas y que tiene una energía total de seis unidades. Cada uno de estos macroestados satisface la descripción macroscópica del estado del sistema.

Un análisis más profundo de la Tabla 6.2 conduce al concepto de microestado si se supone que las partículas son distinguibles. Considérese uno cualquiera de los nueve macroestados, por ejemplo, la columna A. En éste hay tres partículas que tienen el nivel fundamental de energía ϵ_0 y la que resta está en el sexto nivel cuántico de energía ϵ_6 , por encima del nivel fundamental. A causa del intercambio aleatorio de energía, la partícula que tiene seis unidades de energía puede ser una cualquiera de las cuatro partículas del sistema. Durante un tiempo suficiente, el macroestado A se dará muchas veces. Sin embargo, cada una de las cuatro partículas distinguibles compartirá la ocupación del sexto nivel de energía en este macroestado particular. Por tanto, el macroestado A consta realmente de cuatro

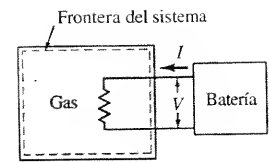


Figura 6.52. Trabajo eléctrico suministrado a un sistema.

Tabla 6.2. Los nueve macroestados posibles de cuatro partículas que tienen una energía total de seis unidades, para niveles de energía equiespaciados

Nivel de energía	Distribución								
	A	B	C	D	E	F	G	H	I
ϵ_6	1								
ϵ_5		1							
ϵ_4			1	1					
ϵ_3					1	2	1		
ϵ_2			1		1			2	3
ϵ_1		1		2	1		3	2	
ϵ_0	3	2	2	1	1	2			1
W	4	12	12	12	24	6	4	6	4

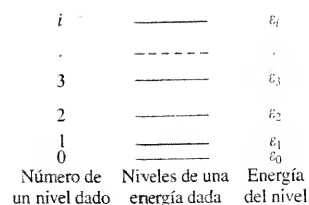


Figura 6.51. Conjunto de niveles discretos de energía.

microestados, todos con igual probabilidad de existencia durante un periodo de tiempo suficientemente largo. Un *microestado* es, pues, una descripción de qué partículas tienen determinadas energías. Por supuesto que no se puede especificar qué microestado existe en un determinado instante, ni siquiera qué macroestado. Los microestados existen, aunque están cambiando continuamente con el tiempo. Las otras distribuciones, de la *B* a la *I*, de la Tabla 6.2, pueden igualmente formarse de muchas maneras, dependiendo de la colocación de determinadas partículas en los diversos niveles de energía. La última fila de la tabla, señalada con *W*, indica el número de microestados para cada macroestado.

El número de microestados *W* de un macroestado dado se conoce como *probabilidad termodinámica* de ese macroestado. A diferencia de la probabilidad matemática común, que varía desde cero hasta la unidad, la probabilidad termodinámica nunca es menor que la unidad y generalmente es un número extremadamente grande para sistemas termodinámicos. El valor de *W* en el caso de la Tabla 6.2 se obtiene a partir de la fórmula de las permutaciones

$$W = \frac{n!}{n_1! n_2! \cdots n_k!} \quad [6.81]$$

Esta ecuación proporciona el número de microestados posibles de las *n* partículas cuando se conoce la identidad de cada una de las partículas que se ubican en un nivel concreto de energía. Sin embargo, el orden de las partículas dentro de cada nivel de energía carece de importancia. Los símbolos *n*₁, *n*₂, ..., representan, respectivamente, el número de partículas en los niveles de energía 1, 2, etc. Como ejemplo, se colocan cuatro partículas en tres niveles de energía que contienen 2, 1 y 1 partículas, respectivamente. En esta situación, la Ecuación [6.81] da para el número posible de microestados que

$$W = \frac{4!}{2! 1! 1!} = 12$$

Por consiguiente, las distribuciones *B*, *C* y *D* de la Tabla 6.2 tienen todas ellas 12 microestados posibles. Los otros valores de *W* de la tabla pueden verificarse fácilmente. De la misma tabla se obtiene que el número total de microestados es 84. Como se supone que todos los microestados son igualmente probables, durante un tiempo largo cada microestado se formará en $\frac{1}{84}$ de tiempo.

Para un sistema de *n* partículas y energía total *U*, existe un número fijo de macroestados para cada conjunto de niveles de energía permitidos. Como resultado, el número de microestados también es fijo. El número total de microestados para un estado termodinámico dado se representa por *W*_{tot}. Simplemente es la suma de los valores de *W* en cada macroestado posible. En el ejemplo propuesto, *W*_{tot} sería 84. El número de microestados es entonces un número único e identificable (al menos en teoría) para cada estado de equilibrio. Si *W*_{tot} tiene un valor fijo para cada estado de equilibrio, verifica parcialmente el concepto de propiedad al menos en un aspecto. Para cada estado de equilibrio existe un valor y sólo uno.

Aunque el valor de *W*_{tot} es fijo, no es una medida útil de una propiedad termodinámica. Las propiedades son por naturaleza de carácter extensivo o aditivo. Sin embargo, de la teoría de combinaciones y permutaciones, la probabilidad termodinámica *W* es multiplicativa. Por ejemplo, si un sistema *A* tiene 3 microestados y el sistema *B* tiene 2, cuando ambos sistemas se consideran simultáneamente habrá 6 microestados posibles. Así

$$W_{AB} = W_A W_B$$

Aunque *W* es multiplicativa, el logaritmo de *W* es una función aditiva. Tomando logaritmos en los dos miembros de la ecuación anterior se obtiene

$$\log W_{AB} = \log W_A + \log W_B$$

Por tanto, se puede definir una nueva propiedad termodinámica en función de la probabilidad termodinámica del sistema. Esta propiedad es la *entropía estadística* *S* del sistema y está relacionada con la probabilidad termodinámica total *W*_{tot} mediante la definición

$$S \equiv k \ln W_{\text{tot}} \quad [6.82]$$

donde *k* es una constante de proporcionalidad. Es necesario elegir el logaritmo en base *e* para hacer compatibles los valores numéricos de la función entropía calculados con la Ecuación [6.82] y los calculados a partir de medidas *macroscópicas*. Esta ecuación se conoce como *ecuación de Boltzmann-Planck*, y su validez general ha sido bien establecida. La constante *k*, que se llama constante de Boltzmann, determina tanto la magnitud como las unidades de la función entropía estadística, ya que el término $\ln W_{\text{tot}}$ es un número adimensional. Cuantitativamente, $k = R_u/N_A$, donde *R_u* es la constante universal de los gases y *N_A* es el número de Avogadro. El valor de *k* en unidades SI se da en la Tabla A.1.

Así pues, la naturaleza física de la entropía puede interpretarse en función de su origen molecular. La probabilidad termodinámica se reduce al mínimo cuando una sustancia llega a ser un sólido puro cristalino a 0 K. Por tanto, por convenio, las tablas de valores *absolutos* de entropía dan para la entropía el valor *cero* en este estado particular. Además, las tablas de la entropía de un gas ideal están basadas generalmente en cálculos estadísticos. Cuando se evalúen las variaciones de entropía en los siguientes capítulos, se debe intentar visualizar el cambio global de entropía en función de la aleatoriedad o desorden del sistema desde el punto de vista molecular.

6.13. RESUMEN

La segunda ley de la Termodinámica puede establecerse de diferentes formas. Entre éstas están el enunciado de Kelvin-Planck, el de Clausius y el de Hatsopoulos-Keenan. Todos ellos son equivalentes y proporcionan la base para definir una nueva propiedad extensiva, la *entropía* *S*. A diferencia de la masa y la energía, la entropía no se conserva y suministra una información importante sobre la naturaleza direccional de los procesos físicos.

Para ayudar a la comprensión de la naturaleza direccional de los procesos físicos es útil clasificarlos como reversibles o irreversibles. Un *proceso totalmente reversible* es aquel para el que tanto el sistema como su entorno pueden retornar a su estado inicial invirtiendo el sentido del proceso. Si ambos no pueden ser restablecidos, el proceso se dice *irreversible*. Las irreversibilidades son debidas a efectos disipativos, tales como la fricción, o efectos no cuasiestáticos como la expansión libre de un gas. Centrando la atención sólo en el sistema se puede decir que un sistema es *internamente reversible* si éste puede devolverse a su estado inicial simplemente cambiando el sentido de todas las interacciones entre el sistema y su entorno.

El punto de partida para la aplicación de la segunda ley de la Termodinámica para analizar el comportamiento de un sistema cualquiera es *el balance de entropía para un volumen de control*, Ecuación [6.43],

$$\frac{dS_{\text{vc}}}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \left[\sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s \right] + \dot{\sigma} \quad [6.43]$$

donde *T_j* es una *temperatura absoluta* y el segundo miembro de la ecuación es la suma del flujo de entropía debido a la transferencia de calor, el flujo de entropía debido al flujo másico y la producción (generación) de entropía por unidad de tiempo. Todos los términos del balance de entropía pueden tomar valores positi-

vos o negativos, excepto el término de producción. Para cualquier sistema este término de producción de entropía debe ser mayor que o igual a cero:

$$\dot{\sigma} = \begin{cases} > 0 & \text{para un proceso internamente irreversible} \\ = 0 & \text{para un proceso internamente reversible} \\ < 0 & \text{en este caso el proceso es imposible} \end{cases}$$

Cuando se aplica a un sistema cerrado, los términos de la Ecuación [6.43] asociados al flujo másico se anulan. Muestra la experiencia que, para mejorar el comportamiento termodinámico de un sistema energético, debe minimizarse la producción de entropía.

Cuando se aplica a un sistema cerrado que intercambia calor a una sola temperatura, el balance de entropía se reduce a

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{\sigma} \quad \text{o} \quad dS = \frac{\delta Q}{T} + \delta\sigma$$

Si se exige, además, que el proceso sea internamente reversible, entonces la variación elemental de la entropía para un sistema cerrado puede definirse por la expresión

$$dS = \frac{\delta Q_{int rev}}{T} \quad (\text{sistema cerrado e internamente reversible})$$

Bajo estas condiciones, el calor transferido al sistema puede evaluarse a partir de la integral

$$Q_{int rev} = \int \delta Q_{int rev} = \int T ds \quad (\text{sistema cerrado e internamente reversible})$$

donde el calor transferido viene representado por el área bajo la trayectoria del proceso en un diagrama TS . Si se restringe el estudio a un sistema cerrado y adiabático se obtiene que

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \dot{\sigma} \geq 0 \quad (\text{sistema cerrado y adiabático})$$

y la entropía de un sistema cerrado y adiabático en un proceso real nunca disminuye.

Un conjunto de dispositivos de sistemas cerrados que tecnológicamente son importantes son los ciclos. Estructuralmente, los ciclos pueden clasificarse como ciclos *periódicos* o como ciclos *de circuito cerrado en régimen estacionario*. Desde el punto de vista del funcionamiento, pueden clasificarse como *motores térmicos* (MT), *máquinas frigoríficas* (MF) o *bombas de calor* (BC) dependiendo de si proporcionan una potencia neta (MT) o consumen una potencia neta (MF y BC). Los parámetros de la actuación de estos tres tipos de ciclos son

$$\eta_{t, MT} = \frac{W_{net, sal}}{Q_{sum}} \quad COP_{MF} = \frac{Q_{ced}}{W_{net, sal}} \quad COP_{BC} = \frac{Q_{ced}}{W_{net, sal}}$$

Si los ciclos tienen un funcionamiento internamente reversible y las transferencias de calor tienen lugar sólo a una temperatura alta T_A y a una temperatura baja T_B , entonces puede demostrarse que los parámetros de actuación pueden escribirse en la forma

$$\eta_{t, int rev} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad COP_{MF, int rev} = \frac{T_B}{T_A - T_B} \quad COP_{BC, int rev} = \frac{T_A}{T_A - T_B}$$

Estos valores a menudo se denominan rendimiento de Carnot y coeficiente de actuación de Carnot. Carnot demostró que para un ciclo cualquiera que intercambie calor a sólo dos temperaturas, son ciertas dos cosas: (1) no hay ningún ciclo que tenga un comportamiento mejor que un ciclo internamente reversible que funcione entre las dos mismas temperaturas, y (2) que todos los ciclos internamente reversibles se comportan igual si funcionan entre las dos mismas temperaturas. Físicamente, sólo en el límite de la producción de entropía en el ciclo tendiendo a cero puede aproximarse un ciclo por uno internamente reversible.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 6.1G. Describáanse cuatro ejemplos prácticos de procesos unidireccionales de observación diaria.
- 6.2G. Describáanse dos ejemplos de «fluidos de trabajo» prácticos utilizados en dispositivos cíclicos convencionales.
- 6.3G. Describáse la diferencia entre el funcionamiento de una máquina frigorífica, una bomba de calor y un acondicionador de aire.
- 6.4G. Explíquese por qué la energía suministrada a una bomba de calor es mucho menor que la que hay que suministrar a una resistencia eléctrica para la misma demanda de calentamiento.
- 6.5G. Dedúzcase una relación general entre el COP_{MF} y el COP_{BC} que no contenga ni Q_A , ni Q_B ni W .
- 6.6G. Considérese la cocción de una patata (1) hirviéndola en agua en una cocina de gas, y (2) asándola en el horno. Describáse las fuentes de temperatura constante que se hallan incluidas en estos dos procesos.
- 6.7G. Demuéstrese la equivalencia de los enunciados de la segunda ley de Kelvin-Planck y de Hatsopoulos-Keenan.
- 6.8G. Demuéstrese la equivalencia de los enunciados de la segunda ley de Clausius y de Hatsopoulos-Keenan.
- 6.9G. Describáse con palabras las diferencias entre reversibilidad total, interna y externa.
- 6.10G. Considérense los motores térmicos internamente reversibles A y B que funcionan en serie con un suministro de calor al A a T_A , y una cesión de calor desde B , a T_B . Otro motor internamente reversible C funciona también entre T_A y T_B . La temperatura a la que A cede el calor y a la que se le suministra a B , que es la misma, se señala con T_c . Demuéstrese matemáticamente que en este caso la relación $Q_B/Q_A = \Psi(T_A, T_B)$, utilizada en el Apartado 6.5.3, debe reducirse a $Q_B/Q_A = g(T_B)/g(T_A)$.
- 6.11G. Explíquese si la integral de $\delta Q/T$ es la misma para todos los procesos de un sistema cerrado entre los mismos estados inicial y final.
- 6.12G. Explíquese cómo se comparan los valores de la integral de $\delta Q/T$ de los procesos reversibles e irreversibles de un sistema cerrado entre los mismos estados inicial y final.

ANÁLISIS GENERAL DE MOTORES TÉRMICOS, MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR

- 6.1. El vapor de agua de origen geotérmico se considera como una fuente de energía para generar potencia en un sitio alejado. El vapor entra a 2 bar, y con una calidad del 65 por 100, y condensa a líquido saturado antes de salir del motor térmico. Como fuente fría se utiliza agua subterránea a 15 °C y el motor térmico genera 3,70 kW. Si el gasto másico de vapor de agua es 50 kg/h, determínese:
 - (a) El flujo de calor extraído del vapor en kJ/h.
 - (b) El flujo de calor cedido al depósito frío en kJ/h.
 - (c) El rendimiento térmico.
- 6.2. Una planta de potencia de vapor, con 456 MW de potencia neta de salida y un rendimiento térmico del 38 por 100, se refrigera con agua de un río cercano. El gasto másico necesario de agua del río es 6.500 kg/min por megavatio de potencia generado. Determínese (a) el flujo de calor cedido al agua del río en kW, y (b) el incremento de temperatura del agua del río a su paso por la planta de potencia en °C. La temperatura inicial del agua es 18 °C, y el cambio de la presión del agua es despreciable.
- 6.3. Un ciclo de potencia auxiliar de turbina de gas desarrolla una potencia de 4.400 kW y tiene un rendimiento térmico del 22 por 100. Determínese (a) la velocidad de consumo de combustible en l/min, si la energía cedida por el combustible es 43.500 kJ/kg y su densidad 0,82 g/cm³, y (b) el coste en dólares de 8 horas de funcionamiento si el coste del combustible líquido es 0,3 dólares por litro.
- 6.4. Un motor térmico funciona por medio de colectores solares para conseguir el suministro de calor y utiliza agua de un lago como sumidero de baja temperatura. Los colectores tienen una superficie total de 900 m² y absorben una densidad de flujo solar de 650 W/m². Si el motor produce una potencia de 180 kW, determínese (a) el rendimiento térmico del motor, y (b) el flujo de calor cedido al lago en kJ/min.
- 6.5. Un motor de coche tiene un rendimiento térmico del 24 por 100 y una potencia de salida de 48 kW. La energía liberada en la combustión del combustible es 44.000 kJ/kg y la densidad del combustible es 0,75 g/cm³. Determínese (a) el gasto volumétrico de combustible consumido en L/h, y (b) el coste en dólares de 2 h de funcionamiento si el coste del combustible es 1,4 \$/gal.
- 6.6. Un frigorífico doméstico pequeño se utiliza para enfriar 20 L de agua que inicialmente se encuentra a 22 °C. El COP de la unidad es 2,40 y la potencia consumida es 360 W. Obténgase el tiempo requerido en minutos (a) si la temperatura final del agua es 10 °C, y (b) si el estado final es hielo a 0 °C. (Adviértase que se requieren 333,4 kJ/kg para congelar el agua a 0 °C.)
- 6.7. Una unidad de acondicionamiento de aire mantiene una casa a 22 °C. El calor generado en la casa por el alumbrado, los aparatos y las personas es 6.000 kJ/h, y el calor que entra del ambiente a través de la estructura asciende a 18.000 kJ/h. Si el acondicionador de aire tiene un COP de 3,2, (a) obténgase la potencia que es necesario suministrar en kW. (b) Si la electricidad cuesta 9,8 centavos/kW · h y la unidad funciona durante medio día, calcúlese el coste diario de funcionamiento.

- 6.8. Un frigorífico doméstico con un COP de 2,9 enfría agua colocada en el compartimento de los alimentos. Si el dispositivo cede 2.520 kJ/h de calor al ambiente, determínese (a) la potencia que se precisa suministrar en kW, y (b) el tiempo necesario en minutos para enfriar 5 litros de agua en el compartimento desde 22 °C hasta 15 °C, suponiendo que es despreciable la filtración de calor hacia el compartimento.
- 6.9. Para mantener el compartimento de los alimentos a 3 °C se utiliza un ciclo de refrigeración con un COP de 2,7. El compartimento recibe de forma continua 1.260 kJ/h de calor desde el ambiente. El coste de la electricidad es 0,094 \$/kWh y el motor de la máquina frigorífica funciona durante un tercio del tiempo. (a) Determínese la potencia en eje en kW que el ciclo requiere mientras funciona, y (b) el coste del funcionamiento de la unidad en centavos por día.
- 6.10. Una casa hay que mantenerla a una temperatura de 20 °C por medio de una bomba de calor que extrae calor del ambiente que está a -10 °C. El flujo de calor \dot{Q} a través de las paredes de la casa se estima que es $(0,65 \text{ kW/K})\Delta T$, donde ΔT es la diferencia de temperaturas entre el interior de la casa y el ambiente. Si el COP real de la bomba de calor es 3,10 y la electricidad cuesta 10 centavos/kWh, determínese:
 - (a) El coste en dólares de 1 h de funcionamiento continuo.
 - (b) El flujo de calor suministrado desde el ambiente en kJ/min.
- 6.11. Los recipientes de cocinado en una planta de procesamiento de alimentos deben calentarse hasta 120 °C. Una compañía propone utilizar el acoplamiento de agua subterránea-bomba de calor que es accionada mediante una turbina de vapor de agua. El vapor entra en la turbina a 320 °C y 10 bar y sale como vapor saturado a 1 bar. La turbina suministra 45 hp a la bomba de calor que utiliza la energía del agua subterránea a 20 °C. El COP de la bomba de calor es, en estas condiciones, 3,0. Determínese (a) el flujo másico de vapor de agua en kg/s necesario para mover la turbina, y (b) el flujo de calor transferido a los recipientes de cocinado.
- 6.12. Una bomba de calor mantiene un edificio a 22 °C. El flujo máximo de pérdidas de calor a través de las paredes y ventanas es 45.000 kJ/h, mientras que el calor generado en el interior por alumbrado, aparatos y las personas es de 7.000 kJ/h. Determínese (a) la potencia que es necesaria suministrar en kW, si el COP medio es 2,5 y la unidad funciona dos tercios del tiempo, (b) el coste de 6 horas de funcionamiento si el precio de la electricidad es 10,8 centavos/kW, y (c) el dinero ahorrado por el propietario del edificio en las 6 horas de funcionamiento utilizando la bomba de calor para calentar, en lugar de una resistencia eléctrica.
- 6.13. Una vivienda tiene una pérdida media de calor de 1.829 kW · h durante el mes de enero. (a) Determínese cuánto dinero se ahorraría el propietario si para calentar la vivienda hubiera instalado una bomba de calor con un COP medio es 2,6 en vez de un calentador eléctrico, si la electricidad cuesta 11,6 centavos/kWh. (b) Obténgase, en el caso de funcionar una bomba de calor, el porcentaje de calor proveniente del ambiente frío que es necesario para calentar.
- 6.141. Una pequeña planta de potencia industrial calienta 25.000 lb_m/h de vapor de agua en la caldera y tiene una potencia de salida de 3.800 kW. La planta utiliza 3.200 lb_m/h de carbón, que libera 12.500 Btu/lb_m durante su combustión. (a) Determínese el rendimiento térmico. (b) Si el calor suministrado al vapor de agua en la caldera procedente de la combus-

ción del carbón es 1.150 Btu/lb_m de vapor de agua, obténgase la fracción de la energía cedida por el carbón que se suministra al vapor de agua.

- 6.15. Una planta de potencia de vapor genera 310.000 kg/h de vapor de agua y tiene una potencia de salida de 95.000 kW. La planta consume 34.000 kg/h de carbón, que libera 30.000 kJ/kg durante su combustión. (a) Determinése el rendimiento térmico global de la planta, en tanto por ciento. (b) Si el calor suministrado al vapor de agua procedente de la combustión del carbón en la unidad de generación de vapor es 2.730 kJ/kg, ¿qué fracción de la energía cedida por el carbón se suministra al vapor de agua?
- 6.16f. Un automóvil circulando a una velocidad constante de 55 mi/h consume 2,1 gal de gasolina en 0.95 h. El calor que se libera en la combustión de la gasolina es 20.500 Btu/lb_m, y su densidad es 47 lb_m/ft³. La potencia cedida al eje motor del coche es 33 hp. Si en la combustión se cede todo el calor que se libera en la combustión de la gasolina, determinése (a) el rendimiento térmico del motor, (b) la economía de combustible en mi/gal, y (c) el coste en dólares de 2 h de funcionamiento continuado en autovía, si la gasolina cuesta 1.40 \$/gal.
- 6.17f. Una bomba de calor con un COP de 3 recibe calor del exterior a 30 °F. Si el dispositivo recibe 72.000 Btu/h de calor del aire ambiente, determinése (a) la potencia requerida por el motor, en hp, y (b) el flujo de calor cedido a la casa, en Btu/h.
- 6.18f. Dos máquinas frigoríficas funcionan en serie. La máquina frigorífica A, con un COP de 2,5, recibe 1.500 Btu/h de una región a 0 °F. El calor cedido por la máquina frigorífica A se suministra a la máquina frigorífica B, a la que se le suministra una potencia de 0,35 hp y cede el calor al ambiente a 70 °F. Determinése (a) la potencia, en hp, que es necesario suministrar a la máquina frigorífica A, (b) el flujo de calor transferido al ambiente en Btu/h, y (c) el COP de la máquina frigorífica B.

MOTORES TÉRMICOS INTERNAMENTE REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

- 6.19. El rendimiento térmico de un motor térmico internamente reversible es el 62 por 100. El fluido de trabajo cede 100 kJ/min en forma de calor a 23 °C. Determinése (a) la potencia de salida del motor en kW, y (b) la temperatura en grados Celsius del fluido de trabajo mientras recibe el calor.
- 6.20. Un motor térmico internamente reversible recibe una cantidad de calor de 4.000 kJ a 337 °C y cede calor a la temperatura del punto triple del agua. Calcúlese (a) el rendimiento térmico, y (b) el trabajo neto de salida en kJ. Si el rendimiento térmico de un motor irreversible es el 70 por 100 del rendimiento del motor térmico reversible, (c) obténgase el tanto por ciento de variación del calor cedido, para el mismo calor recibido y las mismas temperaturas del fluido.
- 6.21. El calor que hay que suministrar a un ciclo de potencia determinado lo proporciona la condensación de vapor de agua saturado a líquido saturado a la presión P . El motor térmico cede calor a una temperatura media de 21,5 °C. El rendimiento térmico esperado es el 35 por 100, y

la potencia de salida será 1 MW. Determinése (a) la presión mínima necesaria del vapor de agua en kPa, y (b) el flujo másico de vapor de agua necesario en kg/h.

- 6.22. Una planta de potencia geotérmica, que utiliza una fuente subterránea de agua caliente, recibe calor a 160 °C. Obténgase (a) el rendimiento térmico máximo posible del motor térmico que utiliza esta fuente y que cede calor a 15 °C, y (b) el máximo trabajo de salida por kilojulio de calor cedido en el ciclo. Finalmente, si el rendimiento térmico de un motor térmico real es el 60 por 100 del de uno internamente reversible, (c) obténgase el porcentaje de variación en Q_A para el mismo Q_B que en el caso reversible y para las mismas temperaturas del fluido de trabajo.
- 6.23. Un motor térmico internamente reversible funciona entre 537 y 27 °C. Calcúlese (a) el cociente entre el calor suministrado y el trabajo de salida, y (b) el rendimiento térmico. Por último, si un motor térmico real tiene una salida de trabajo que es un 60 por 100 de la de un motor reversible, (c) determinése el rendimiento térmico del motor real, con el mismo calor suministrado y las mismas temperaturas del fluido de trabajo durante la recepción y cesión del calor.
- 6.24. Un motor térmico internamente reversible funciona con unas temperaturas del fluido de trabajo de 627 y 17 °C para la admisión y cesión del calor, respectivamente. Calcúlese, por cada kilovatio de potencia neta obtenida, (a) los flujos de calor suministrado y cedido en kJ/h, y (b) el rendimiento térmico. (c) Un motor térmico real que funcione entre las mismas temperaturas cede un calor que es 3,5 veces el de un motor reversible. Con el mismo trabajo de salida que en el caso reversible, calcúlese el rendimiento térmico.
- 6.25. El rendimiento térmico de un motor térmico internamente reversible es el 60 por 100. Un estanque de refrigeración recibe 10³ kJ/min en forma de calor desde el fluido de trabajo a 17 °C. Determinése (a) la potencia de salida del motor en kW, y (b) la temperatura del fluido de trabajo, en grados Celsius, mientras recibe el calor. (c) Un motor térmico real que funciona entre las mismas temperaturas tiene un trabajo de salida que es la mitad de la de un motor internamente reversible. Obténgase el porcentaje de variación en el calor cedido, con respecto al caso reversible, con el mismo calor recibido.
- 6.26. Un motor térmico internamente reversible tiene un rendimiento térmico del 40 por 100 y la temperatura del fluido de trabajo durante la cesión de calor es 15 °C. Obténgase (a) la potencia neta de salida en kW, y (b) la temperatura del fluido de trabajo en grados Celsius mientras recibe el calor, si el flujo de calor suministrado es 6.000 kJ/h. (c) Un motor real que funciona entre las mismas temperaturas tiene un rendimiento térmico del 25 por 100. Con el mismo flujo de calor suministrado, obténgase el porcentaje de variación en el flujo de calor cedido con respecto al caso reversible.
- 6.27f. Un motor térmico internamente reversible funciona entre las temperaturas de suministro y cesión de calor de 1.240 y 60 °F, respectivamente. Por cada hp de potencia neta de salida, calcúlese (a) los flujos de calor recibido y cedido en Btu/h, y (b) el rendimiento térmico. Si un motor real que funcione entre las mismas fuentes térmicas tiene un rendimiento térmico del 36 por 100, (c) obténgase, para la misma potencia obtenida, el porcentaje de variación en Q_A comparado con el caso reversible.

- 6.28. Un motor térmico internamente reversible tiene un rendimiento térmico del 60 por 100, con un calor suministrado de 600 kJ/ciclo a una temperatura de 447 °C. Calcúlese (a) la temperatura de cesión del calor en grados Celsius, y (b) el calor cedido en kJ/ciclo. Con los mismos valores de Q_A y T_A , si un motor térmico irreversible cede 420 kJ/ciclo, (c) obténgase su rendimiento térmico.
- 6.29I. Un motor térmico internamente reversible tiene un rendimiento térmico del 40 por 100 y cede calor a 50 °F. Obténgase (a) la potencia neta de salida en hp, y (b) la temperatura del fluido de trabajo en grados Fahrenheit durante el suministro de calor, si el flujo de calor suministrado es 6.000 Btu/h.
- 6.30I. Dos motores térmicos internamente reversibles están dispuestos en serie. El primer motor térmico *A* recibe calor a 1.200 °F y cede calor a una temperatura *T*. El segundo motor térmico *B* recibe calor a la temperatura *T* a la que lo ha cedido el primer motor y, a su vez, cede calor a 100 °F. Calcúlese la temperatura *T*, en grados Fahrenheit, para una situación en la que (a) de los dos motores se obtiene el mismo trabajo, y (b) los rendimientos térmicos de ambos motores son iguales.
- 6.31. Dos motores térmicos internamente reversibles están dispuestos en serie. El primer motor térmico *A* recibe calor a 927 °C y cede calor a una temperatura *T*. El segundo motor térmico *B* recibe calor a la temperatura *T* a la que lo ha cedido el primer motor y, a su vez, cede calor a 27 °C. Calcúlese la temperatura *T* en grados Celsius para una situación en la que (a) de los dos motores se obtiene el mismo trabajo, y (b) los rendimientos térmicos de ambos motores son iguales.
- 6.32. Dos motores térmicos internamente reversibles que tienen el mismo rendimiento térmico funcionan en serie. El motor *A* recibe una cantidad de calor de 2.500 kJ a 1.000 K, y todo el calor que cede se utiliza como calor suministrado a otro motor térmico *B*, el cual cede el calor a un sumidero a 300 K. Determínese (a) la temperatura intermedia de cesión del calor de *A* (que es la temperatura a la que se suministra el calor a *B*), en kelvin, (b) el trabajo de salida del motor *A*, y (c) el trabajo de salida del motor *B* en kJ.
- 6.33. Un motor térmico internamente reversible funciona entre 300 y 1.200 K, y el flujo de calor cedido es de 400 kJ/s. Determínese si las tres siguientes situaciones representan un funcionamiento reversible, irreversible o imposible mediante el análisis entrópico. (a) $\dot{Q}_A = 1.500$ kW y $\dot{W} = 1.100$ kW, (b) $\dot{Q}_A = 1.800$ kW y $\dot{W} = 1.400$ kW, y (c) $\dot{Q}_A = 1.600$ kW y $\dot{W} = 1.200$ kW.

MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR INTERNAMENTE REVERSIBLES E IRREVERSIBLES

- 6.34. Una máquina frigorífica internamente reversible absorbe 450 kJ/min de una zona fría y requiere 3 kW para ser accionada. Si se invierte la máquina y el calor suministrado es 1.600 kJ/min. ¿cuánta potencia produce? Dese el resultado en kW.
- 6.35. Para producir hielo a 0 °C se utiliza una máquina frigorífica internamente reversible. La temperatura a la que cede el calor es 30 °C, y la entalpía de solidificación del agua vale 335 kJ/kg. Obténganse los kilogramos de hielo que se forman por hora y por kW de potencia consumida si el agua entra a la unidad a 20 °C.

- 6.36. Una tonelada de refrigeración se define como la absorción de un flujo de calor de 211 kJ/min desde una fuente fría. Se desea que una máquina frigorífica internamente reversible funcione entre las temperaturas extremas de -23 °C y 27 °C, de manera que se produzcan 8 ton de refrigeración. Calcúlese (a) la potencia, en kW, requerida para que el ciclo funcione, y (b) el COP.
- 6.37. Una sala de ordenadores debe mantenerse a 22 °C. Los ordenadores transfieren al aire ambiente 1.500 kJ/h. La temperatura de la cesión de calor de la unidad de refrigeración es 28 °C y la temperatura del fluido de trabajo mientras se le suministra calor es 19 °C.
(a) Obténgase la mínima potencia, en W, requerida para el proceso de enfriamiento.
(b) Si la potencia real requerida es 42 W, determínese el porcentaje en el que aumenta el calor cedido al ambiente.
- 6.38. Una sala de ordenadores debe mantenerse a 23 °C. Los ordenadores y el alumbrado transfieren al aire de la habitación 2.200 kJ/h, y el flujo proveniente del exterior hacia la habitación es 12.000 kJ/h. La unidad de refrigeración cede el calor a 33 °C y el fluido de trabajo recibe el calor a 20 °C.
(a) Obténgase la potencia mínima necesaria en kW.
(b) Si la potencia real requerida es 0,80 kW, determínese el tanto por ciento de aumento en el calor cedido al ambiente y el COP real.
- 6.39. En un ciclo internamente reversible, el fluido de trabajo que circula a través del compartimento de alimentos de un frigorífico doméstico se mantiene a 4 °C mientras recibe calor. La cesión de calor desde el fluido tiene lugar a 24 °C. La potencia suministrada es 600 W. Determínese (a) el COP del dispositivo reversible y el flujo de calor suministrado al fluido a 4 °C, en kJ/min. Después, con la misma potencia suministrada, si el COP real es 2,5, (b) determínese el porcentaje en que disminuye la capacidad de refrigeración al compararla con la del ciclo reversible.
- 6.40. Una máquina frigorífica congela 0,80 kg de agua líquida a 0 °C. La potencia suministrada es 400 W, y la temperatura a la que el fluido de trabajo cede el calor es 24 °C. Si la máquina frigorífica real tiene un COP que es la cuarta parte del correspondiente a una máquina frigorífica reversible, determínese el tiempo requerido, en minutos. La entalpía de solidificación del agua vale 333,4 kJ/kg.
- 6.41. En el congelador de un frigorífico que tiene un COP que es la tercera parte del correspondiente al del ciclo de refrigeración reversible está colocada una cubeta con cubitos de hielo. (a) Determínese la máxima temperatura a la que es posible ceder el calor desde el ciclo, en °C y °F, de manera que los cubitos permanezcan congelados. El flujo de calor que le llega al congelador del exterior es 78 kJ/min y la potencia suministrada 0,50 kW. (b) Con los mismos datos, sea la temperatura a la que se cede el calor 40 °C. Si la entalpía de solidificación del agua vale 333,4 kJ/kg, determínese el tiempo, en minutos, requerido para que funda 1 kg de hielo en el interior del congelador.
- 6.42. Un dispositivo de refrigeración internamente reversible recibe un flujo de calor de 180 kJ/min de una región fría y precisa 1,20 kW para ser accionado. Se invierte la máquina cíclica, y funcionando como motor térmico recibe un flujo de calor de 1.400 kJ/min a la misma temperatura de la frontera que se tenía para la máquina frigorífica. Obténgase la potencia producida mediante el funcionamiento del motor térmico, en kW.

- 6.43. Un ciclo de refrigeración funciona entre las temperaturas de su frontera de 250 y 312,5 K. Determinése, para los tres casos siguientes, si el ciclo es internamente reversible, irreversible o imposible. (a) $Q_B = 900$ kJ y $W = 300$ kJ, (b) $Q_A = 1.600$ kJ y $W = 300$ kJ, y (c) $Q_A = 1.500$ kJ y $W = 1.200$ kJ.
- 6.44. Un ciclo de refrigeración recibe un flujo de calor de 135 kJ/min a una temperatura de frontera de -30°C y el calor lo cede a una temperatura de frontera de 27°C . Si el COP real es el 60 por 100 del valor máximo posible, (a) determinése la potencia requerida en kW. (b) Si la temperatura de baja se eleva hasta -10°C , obténgase el tanto por ciento de variación de la potencia necesaria.
- 6.45I. Una máquina frigorífica internamente reversible absorbe un flujo de calor de 250 Btu/min de un región fría, y necesita una potencia 2,0 hp para ser accionada. Si se invierte la máquina y recibe 800 Btu/min por la frontera caliente, obténgase la potencia, en hp, que produce.
- 6.46I. Una máquina frigorífica internamente reversible se utiliza para producir hielo a 32°F . La temperatura de cesión del calor es 78°F y la entalpía de solidificación del agua es 144 Btu/lb_m. Obténganse las libras de hielo formado por hora y por hp de potencia suministrado si el agua entra a la unidad a 60°F .
- 6.47I. Un ton de refrigeración se define como la absorción de un flujo de calor de 200 Btu/min desde una fuente fría. Se desea que una máquina frigorífica internamente reversible funcione entre las temperaturas extremas de -10 y 85°F , de manera que se produzcan 8 ton de refrigeración. Calcúlese (a) la potencia requerida, en hp, para que el ciclo funcione, y (b) el coeficiente de actuación. (c) Si la temperatura que se precisa en la frontera fría se eleva a 25°C , obténgase la potencia necesaria, en hp.
- 6.48I. Una sala de ordenadores debe mantenerse a 70°F . Los ordenadores transfieren al aire 7.500 Btu/h y la temperatura de frontera para la cesión de calor es 90°F .
 (a) Obténgase la mínima potencia, en hp, requerida para el proceso de refrigeración.
 (b) Si la potencia real requerida es 0,32 hp, determinése el porcentaje de aumento del calor cedido al ambiente en el caso real, comparado con el caso teórico.
- 6.49. Para suministrar 120.000 kJ/h a un edificio se utiliza una bomba de calor internamente reversible. Un día frío de invierno, la temperatura más baja de la frontera de la bomba de calor es -6°C y el calor se suministra al edificio a 26°C . Obténgase (a) el flujo de calor transferido desde el aire frío exterior, en kJ/h, (b) la potencia necesaria, en kW, y (c) el coste, en dólares, del funcionamiento durante 30 min si la electricidad cuesta 9,5 centavos/kWh.
- 6.50. Una bomba de calor internamente reversible que recibe calor de la atmósfera a -10°C debe suministrar calor a 22°C a un edificio. El flujo de pérdidas de calor a través de las paredes del edificio se estima en 0,64 kW por cada kelvin de diferencia de temperaturas entre el interior y el exterior del edificio. Obténgase (a) la potencia requerida, en kW, para accionar la bomba, y (b) el COP del dispositivo. Ahora la misma bomba de calor se utiliza para enfriar el edificio en verano. Para la misma temperatura del edificio, el mismo flujo de calor de aporte de

0,64 kW por grado de diferencia de temperaturas, y la misma potencia suministrada, obténgase (c) la temperatura mínima permitida para la cesión del calor, en grados Celsius, y (d) el COP del dispositivo de enfriamiento cuando la temperatura a la que se cede el calor está 10°C por encima de la temperatura correspondiente al funcionamiento reversible.

- 6.51. Una bomba de calor internamente reversible que funciona entre las temperaturas de -7 y 29°C consume una potencia de 3,5 kW. Determinése (a) el COP, y (b) el flujo de calor suministrado a 29°C , en kW. (c) Si la bomba de calor real requiere un suministro de potencia de 10,0 kW con las mismas temperaturas y el mismo flujo de calor suministrado a -7°C , determinése el COP real y el flujo de calor cedido a 29°C , en kJ/s.
- 6.52I. Para suministrar 200.000 Btu/h a un edificio desde la atmósfera exterior se utiliza una bomba de calor internamente reversible. La temperatura de baja de la frontera es 22°F , y la cesión del calor tiene lugar a 76°F . Obténgase (a) el flujo de calor transferido desde el exterior, en Btu/h, (b) la potencia requerida, en hp y (c) el coste del funcionamiento en dólares durante 1,5 h, si la electricidad cuesta 8,5 centavos/kWh. Ahora, si en una bomba de calor real la potencia que hay que suministrar es 3 veces la correspondiente al funcionamiento reversible, (d) obténgase, para el mismo suministro de calor al edificio, el cociente entre el calor real que hay que suministrar desde el ambiente y el teórico.
- 6.53. Una bomba de calor real funciona entre las temperaturas de frontera de 600 y 1.100 K. La bomba de calor cede un flujo de calor de 15.000 kJ/min y se le suministra una potencia neta de 120 kW.
 (a) Determinése numéricamente si la bomba de calor real incumple la segunda ley en función de su COP.
 (b) Determinése el flujo de calor suministrado, en kW, a la bomba de calor real y a una bomba de calor internamente reversible que ceda el mismo calor y que funcione entre las mismas temperaturas.
 (c) Ahora se quiere que el dispositivo cíclico real funcione como un motor térmico. Para ello, el flujo de calor que recibe a 1.100 K es 250 kW y la potencia neta que se obtiene, 120 kW. Determinése el rendimiento térmico del motor térmico real y el de un motor internamente reversible que funcione entre las mismas temperaturas.
 (d) Analícese si es factible el funcionamiento del motor real a la vista de los rendimientos térmicos obtenidos en el apartado c.
- 6.54. Un motor térmico real funciona entre las temperaturas de frontera de 1.200 y 500 K. El suministro de un flujo de calor de 36.000 kJ/min origina una potencia neta de salida de 270 kW.
 (a) Determinése numéricamente si el motor térmico real incumple la segunda ley, en función de su rendimiento térmico.
 (b) Determinése el flujo de calor cedido, en kW, para el motor térmico real y para uno internamente reversible que tenga el mismo flujo de entrada y que funcione entre las mismas temperaturas.
 (c) Ahora se invierte el dispositivo cíclico real de manera que funcione como bomba de calor. La potencia suministrada en este caso es 270 kW, y el flujo de calor cedido a 1.200 K es 36.000 kJ/min. Determinése el COP de la bomba de calor real y de otra internamente reversible que funcione entre las mismas temperaturas.

- (d) De acuerdo con los resultados del apartado anterior, ¿es posible el funcionamiento de la bomba de calor real teniendo en cuenta los valores del COP?
- 6.55. Un motor térmico funciona entre unas temperaturas de frontera de 500 y 1.400 °C. El motor térmico precisa un flujo de calor de 1.300 kW para producir una potencia neta de 600 kW.
- Muéstrase a partir del dato del rendimiento térmico si este motor transgrede la segunda ley.
 - Determinése el flujo de calor cedido, en kW, por el motor real y por otro internamente reversible al que se le suministre el mismo flujo de calor y que funcione entre las mismas temperaturas durante el suministro y la cesión del calor.
 - ¿Cuál sería el COP de una bomba de calor internamente reversible que funcionase entre las mismas temperaturas?
 - Si los datos del motor térmico real fuesen válidos cuando el dispositivo funcionase como bomba de calor, ¿cuál sería su COP? Determinése si este funcionamiento es posible o no.
- 6.56I. Una bomba de calor internamente reversible funciona entre las temperaturas de 20 y 80 °F y recibe una potencia de 4,2 hp. Determinése (a) el COP, y (b) el flujo de calor cedido a 80 °F, en Btu/s. (c) Si una bomba real requiere un suministro 12 hp de potencia funcionando entre las mismas temperaturas y con el mismo flujo de calor suministrado desde la fuente a 20 °F, determinése el COP real y el flujo real de calor cedido a 80 °F, en Btu/s.
- 6.57. Para satisfacer las exigencias de calentamiento de una vivienda se utiliza una bomba de calor con un COP de 2,5. La bomba suministra el calor a una temperatura de su frontera de 25 °C. Un día de invierno, cuando se exige que la temperatura más baja de la frontera del ciclo sea -2 °C, se estima que el flujo de pérdidas de calor en la vivienda es 80.000 kJ/h.
- Determinése la potencia consumida por la bomba de calor, en kW.
 - Calcúlese el flujo de calor transferido desde el aire frío exterior, en kJ/h.
 - ¿Cuál es la potencia mínima requerida para que funcione esta bomba de calor, en kW?
 - ¿Cuánta potencia, en kW, se consumiría si se utilizase para calentar una resistencia en lugar de la bomba de calor?
 - ¿Por qué la potencia consumida cuando se utiliza la bomba de calor es mucho menor que cuando se utiliza la resistencia para calentar?
- 6.58. Una bomba de calor recibe el calor a una temperatura de frontera de -6 °C y suministra un flujo de calor de 960 kJ/min a 25 °C a un edificio.
- Determinése el COP si la potencia real suministrada a la bomba es 6,6 kW.
 - Determinése el COP y la potencia mínima, en kW, para una bomba de calor internamente reversible que funcione entre las mismas temperaturas y que ceda el mismo flujo de calor al edificio.
 - Determinése el porcentaje de variación de Q_R en el caso real comparado con el caso reversible.
- 6.59. Una bomba de calor internamente reversible se utiliza para suministrar 120.000 kJ/h a un edificio. La atmósfera exterior es la fuente fría, y la temperatura más baja del ciclo es -8 °C. El calor se suministra al edificio a 26 °C. Obténgase (a) el flujo de calor desde el aire exterior, en kJ/h, (b) la potencia que es necesario suministrar, en kW. (c) Si una

bomba de calor real tiene un COP que es el 40 por 100 del valor teórico, determinése el coste, en dólares, de 2 h de funcionamiento si la electricidad cuesta 9,4 centavos/kWh.

- 6.60. El flujo de pérdidas de calor de un edificio es 2.800 kJ/h y por °C de diferencia de temperaturas entre el interior y el exterior. Para suministrar calor a 27 °C al edificio se utiliza una bomba de calor que consume una potencia de 7 kW. Determinése la temperatura exterior más baja, en °C, para la que la bomba de calor pueda satisfacer las necesidades de calentamiento, si el COP de la bomba de calor real es un tercio del de una bomba reversible.
- 6.61. Un motor térmico internamente reversible funciona entre unas temperaturas de 375 y 300 K. Una máquina frigorífica internamente reversible recibe el calor a una temperatura T (en °C), y lo cede a una temperatura de 300 K. Si el COP de la máquina frigorífica es 0,2 por el rendimiento térmico del motor expresado en tanto por ciento, obténgase (a) el COP de la máquina frigorífica, y (b) la temperatura T , en °C.
- 6.62. Dos máquinas frigoríficas internamente reversibles están colocadas en serie. La primera recibe 300 kJ/ciclo en forma de calor a 300 K desde una fuente térmica. El calor cedido por esta máquina frigorífica sirve como calor suministrado a la segunda máquina frigorífica que cede calor a una temperatura de frontera de 1.000 K. Si las dos máquinas frigoríficas tienen el mismo valor del COP, determinése (a) el calor cedido a 1.000 K, en kJ/ciclo, (b) la temperatura a la que cede el calor la primera máquina frigorífica (y se suministra a la segunda), en kelvin, y (c) el COP de las dos máquinas frigoríficas.
- 6.63. Dos bombas de calor internamente reversibles están colocadas en serie. La primera recibe el calor a 280 K. El calor cedido por esta bomba sirve como calor suministrado a la segunda, que cede un flujo de calor de 2.000 kJ/min a una temperatura de frontera de 1.000 K. Si las dos bombas de calor tienen el mismo valor del COP, determinése (a) el flujo de calor recibido por la bomba de calor de baja temperatura desde la fuente a 280 K, en kJ/min, (b) la temperatura a la que cede el calor la primera bomba de calor (y se suministra a la segunda), en kelvin, (c) el COP de las dos bombas de calor, y (d) la potencia total requerida, en kW.
- 6.64I. Dos máquinas frigoríficas internamente reversibles están colocadas en serie. La primera recibe 300 Btu/ciclo en forma de calor a 80 °F. El calor cedido por esta máquina frigorífica sirve como calor suministrado a la segunda máquina frigorífica, que cede calor a una temperatura de frontera de 1.340 °F. Si las dos máquinas frigoríficas tienen el mismo valor del COP, determinése (a) el calor cedido a 1.340 °F, en Btu, (b) la temperatura a la que cede el calor la primera máquina frigorífica (y se suministra a la segunda), en grados Fahrenheit, y (c) el COP de las dos máquinas frigoríficas.
- 6.65I. Dos bombas de calor internamente reversibles están colocadas en serie. La primera recibe el calor a 40 °F. El calor cedido por esta bomba sirve como calor suministrado a la segunda, que cede un flujo de calor de 2.000 Btu/min a una temperatura de frontera de 1.540 °F. Si las dos bombas tienen el mismo valor del COP, determinése (a) el flujo de calor recibido por la primera bomba a 40 °F, en Btu/min, (b) la temperatura a la que cede el calor la primera bomba (y se suministra a la segunda), en grados Fahrenheit, (c) el COP de las dos bombas de calor, y (d) la potencia total requerida, en hp.

COMBINACIÓN DE MOTORES TÉRMICOS, MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR

- 6.66. Un motor térmico funciona con unas temperaturas de frontera a 1.000 y 300 K. Este motor se utiliza para accionar una máquina frigorífica que funciona entre 250 K y 300 K. El calor suministrado a 1.000 K es 1.000 kJ y el cedido desde la máquina frigorífica a 300 K es 2.700 kJ. Estos valores permanecen fijos.
- Si el motor térmico y la máquina frigorífica son ambos dispositivos internamente reversibles, obténgase el tanto por ciento del trabajo que proporciona el motor térmico que se utiliza para accionar la máquina frigorífica.
 - Si el COP de la máquina frigorífica es el 80 por 100 del valor del dispositivo internamente reversible que funcionase entre las mismas temperaturas dadas, determínese el trabajo real requerido, en kJ, para que la máquina frigorífica funcione.
 - Con relación al apartado *b*, obténgase la fracción mínima del rendimiento del motor térmico reversible que debe tener el motor real para que funcione la máquina frigorífica real.
- 6.67. Un motor térmico internamente reversible funciona entre las temperaturas de admisión y cesión del calor de 600 y 40 °C. Parte del trabajo generado por el motor térmico se utiliza para mover una máquina frigorífica internamente reversible que funciona entre las temperaturas de 40 y -20 °C. El calor suministrado al motor es 2.100 kJ y el trabajo neto de salida (el trabajo del motor menos el consumido por la máquina frigorífica) es 370 kJ. Determínese (a) el calor transferido a la máquina frigorífica a -20 °C, y (b) el calor neto transferido a 40 °C, en kJ.
- 6.68. Un motor internamente reversible recibe 900 kJ en forma de calor a 627 °C. La cesión del calor tiene lugar a 27 °C. Un quinto del trabajo producido por el motor se utiliza en mover una máquina frigorífica internamente reversible. La máquina frigorífica cede 600 kJ a la temperatura ambiente de 27 °C. Obténgase (a) el trabajo producido por el motor térmico, (b) el rendimiento térmico del motor, (c) la temperatura a la que se suministra el calor a la máquina frigorífica, en grados Celsius, y (d) el COP de la máquina frigorífica.
- 6.69. Un motor internamente reversible funciona entre las temperaturas de 397 y 7 °C y el flujo de calor cedido es 120 kJ/min. Todo el trabajo producido por el motor se utiliza para mover una bomba de calor internamente reversible, a la que se le suministra calor a 7 °C y lo cede a una temperatura de 40 °C. Determínese (a) la potencia neta desarrollada por el motor, en kW, (b) el flujo de calor suministrado a la bomba de calor, en kJ/min, y (c) el COP global de la combinación de los dos dispositivos, que se define como la energía cedida a la vivienda dividida entre la energía suministrada al motor.
- 6.701. Un motor internamente reversible recibe 90 Btu en forma de calor a 1.100 °F. La cesión del calor tiene lugar a 60 °F. Un tercio del trabajo producido por el motor se utiliza en mover una máquina frigorífica internamente reversible. La máquina frigorífica cede 120 Btu en forma de calor a 60 °F. Obténgase (a) el trabajo producido por el motor térmico, en Btu, (b) el rendimiento térmico del motor, (c) la temperatura de la frontera de baja temperatura de la máquina frigorífica, en grados Fahrenheit, y (d) el COP de la máquina frigorífica.

- 6.711. Un motor internamente reversible funciona entre 740 y 20 °F y cede al ambiente 40 Btu/min. Todo el trabajo producido por el motor se utiliza para mover una bomba de calor. La bomba recibe calor a 20 °F y lo cede a 140 °F. Determínese (a) la potencia neta desarrollada por el motor, en Btu/min, (b) el flujo de calor suministrado a la bomba, en Btu/min, y (c) el COP global de la combinación de los dos dispositivos, que se define como la energía cedida a la vivienda dividida entre la energía suministrada al motor.
- 6.72. Un motor térmico internamente reversible funciona entre 827 y 17 °C y cede 100 kJ/min al ambiente. La mitad del trabajo producido por el motor se utiliza para accionar una bomba de calor internamente reversible, a la que el calor se le suministra a 17 °C y que cede calor a una vivienda a 37 °C. Determínese (a) la potencia neta cedida por el motor al ambiente, en kW, (b) el flujo de calor cedido por la bomba de calor en kJ/min, y (c) el flujo *neto* de calor transferido a la fuente a 17 °C, en kJ/min.
- 6.73. Un motor térmico irreversible recibe calor a 800 K y cede calor a la temperatura de 400 K. El trabajo producido por el motor se comunica a una transmisión irreversible, y el trabajo de salida de la transmisión se utiliza en mover una máquina frigorífica irreversible. Esta máquina frigorífica recibe el calor a una temperatura de frontera de 240 K, y lo cede a 400 K. En cada ciclo la máquina frigorífica extrae 240 kJ en forma de calor y el calor *neto* transferido a 400 K por los dos ciclos es 800 kJ/ciclo. El motor térmico real tiene un rendimiento térmico que es el 80 por 100 del rendimiento del motor térmico internamente reversible que funcionase entre las mismas temperaturas, y el COP de la máquina frigorífica real es el 80 por 100 del de una máquina frigorífica internamente reversible que funcionase entre las mismas temperaturas que la máquina frigorífica real. Determínese (a) el trabajo requerido por la máquina frigorífica real, en kJ/ciclo, (b) el calor suministrado al motor térmico real desde la fuente térmica a 800 K, en kJ, y (c) el porcentaje del trabajo que se pierde en el interior de la transmisión (no aparece como trabajo de salida).
- 6.74. Una bomba de calor irreversible está diseñada para extraer calor a 7 °C desde la atmósfera y suministrar un flujo de calor de 43.200 kJ/h a 420 K para un proceso industrial. El COP de la bomba de calor real es el 60 por 100 del de una bomba de calor internamente reversible que funcionase entre las mismas temperaturas. La bomba de calor es accionada, mediante una transmisión, por el trabajo producido por un motor térmico. Éste recibe calor desde una fuente de alta temperatura a 1.050 K y lo cede a 420 K al mismo proceso industrial. El rendimiento térmico del motor térmico real es el 75 por 100 del de un motor térmico internamente reversible que funcionase entre las dos mismas temperaturas. Además, la transmisión, que entrega a la bomba de calor el trabajo producido por el motor, tiene un rendimiento sólo del 80 por 100. Determínese (a) la potencia que es necesario suministrar a la bomba de calor real, en kW, (b) el flujo de calor suministrado a 1.050 K al motor real, en kJ/h, y (c) el tanto por ciento de la energía total suministrada al proceso industrial que es suministrada por la bomba de calor.

DESIGUALDAD DE CLAUSIUS Y PRINCIPIO DE CARNOT

- 6.75. El fluido de trabajo de un motor térmico recibe 2.975 kJ/kg en forma de calor a una temperatura media de 450 °C y cede 1.850 kJ/kg en forma

- de calor a 47 °C al agua de refrigeración a 17 °C. Determínese si este motor transgrede la segunda ley tomando como base (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.76. En un ciclo de un motor térmico el fluido de trabajo recibe un flujo de calor de 3.000 kJ/min a una temperatura media de 487 °C y cede un flujo de calor de 1.120 kJ/min a una temperatura media de 22 °C. Determínese si este motor transgrede la segunda ley tomando como base (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.77. A la turbina de un ciclo de potencia de vapor entra vapor de agua saturado a 40 bar (estado 1) y sale a 1 bar y con una calidad del 90 por 100 (estado 2). Véase la Figura 6.18. El fluido sale del condensador a 1 bar y con una calidad del 29 por 100 (estado 3), y el fluido es líquido saturado a 40 bar en el estado 4. Determínese si el ciclo satisface la segunda ley tomando como base (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.78. A la turbina de un ciclo de potencia entra vapor saturado de R-134a a 30 bar (estado 1) y sale a 1 bar con una calidad del 90 por 100. Véase la Figura 6.18. El fluido sale del condensador a 1 bar con una calidad del 60 por 100 (estado 3) y en el estado 4 el fluido se encuentra como líquido saturado a 30 bar. Determínese si el ciclo verifica la segunda ley teniendo en cuenta (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.79. El fluido de trabajo de un ciclo de refrigeración dado recibe a -5 °C la cantidad de calor de 114 kJ/kg y cede la cantidad de calor de 140,3 kJ/kg a una temperatura media de 35 °C. Si no existen otras interacciones de calor, este ciclo ¿transgrede la segunda ley tomando como referencia (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot ampliado a máquinas frigoríficas?
- 6.80. El fluido de trabajo de un ciclo de una bomba de calor recibe a 4 °C la cantidad de calor de 136,0 kJ/kg y cede la cantidad de calor de 145,2 kJ/kg a una temperatura media de 34 °C. Si no existen otras interacciones de calor, el ciclo ¿transgrede la segunda ley tomando como base (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot ampliado a bombas de calor?
- 6.81I. El fluido de trabajo de un ciclo de un motor térmico recibe la cantidad de calor de 2.440 Btu/lb_m a una temperatura media de 900 °F y cede la cantidad de calor de 870 Btu/lb_m a una temperatura media de 60 °F. Determínese si este motor transgrede la segunda ley teniendo en cuenta (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.82I. A la turbina de un ciclo de potencia de vapor entra vapor de agua saturado a 550 psia (estado 1) y sale a 1 psia y con una calidad del 95 por 100 (estado 2). Véase la Figura 6.18. El fluido sale del condensador a 1 psia con una calidad del 35 por 100 (estado 3), siendo líquido saturado a 550 psia en el estado 4. Determínese si el ciclo satisface la segunda ley tomando como base (a) la desigualdad de Clausius, y (b) el principio de Carnot.
- 6.83. El fluido de trabajo de un motor térmico funciona entre las temperaturas de 1.000 y 300 K y recibe la cantidad de calor 500 kJ. Para cada uno de los casos que se dan a continuación, determínese si, de acuerdo con la desigualdad de Clausius y con el principio de Carnot, el ciclo es reversible, irreversible o imposible: (a) $Q_B = 150$ kJ, (b) $W = 400$ kJ, y (c) $W = 300$ kJ.

- 6.84. El fluido de trabajo de un motor térmico funciona entre las temperaturas 840 y 280 K y recibe la cantidad de calor 900 kJ. Para cada uno de los casos que se dan seguidamente, determínese a partir de la desigualdad de Clausius y del principio de Carnot si el ciclo es reversible, irreversible o imposible: (a) $Q_B = 250$ kJ, (b) $W = 400$ kJ, y (c) $W = 600$ kJ.
- 6.85I. Un dispositivo de refrigeración recibe un flujo de calor a 470 °R y cede un flujo de calor de 40 Btu/min a 560 °R. Para cada uno de los casos que se dan a continuación, determínese a partir de la desigualdad de Clausius y del principio de Carnot si el ciclo es reversible, irreversible o imposible: (a) $\dot{Q}_B = 35,0$ Btu/min, (b) $\dot{W} = 6,43$ Btu/min, y (c) $\dot{W} = 7,0$ Btu/min.
- 6.86. Un dispositivo de refrigeración recibe un flujo de calor a 260 K y cede un flujo de calor de 20 kJ/min a 310 K. Para cada uno de los casos que se dan a continuación, determínese a partir de la desigualdad de Clausius y del principio de Carnot si el ciclo es reversible, irreversible o imposible: (a) $\dot{Q}_A = 25,0$ kJ/min, (b) $\dot{W} = 3,85$ kJ/min, y (c) $\dot{W} = 3,5$ kJ/min.
- 6.87. Una bomba de calor recibe calor a 280 K y lo cede a 420 K. El flujo de calor que cede a 420 K es 900 kJ/min. Para cada uno de los casos que se dan a continuación, determínese a partir de la desigualdad de Clausius y del principio de Carnot para una bomba de calor si el ciclo es reversible, irreversible o imposible: (a) $\dot{Q}_B = 580$ kJ/min, (b) $\dot{W} = 280$ kJ/min, y (c) $\dot{Q}_B = 600$ kJ/min.

ANÁLISIS DE LA TRANSFERENCIA DE CALOR

- 6.88. Entre dos fuentes térmicas a 680 y 490 K se transfiere una cantidad de calor de 100 kJ. El ambiente se encuentra a 300 K. Determínese:
- La variación de entropía en cada una de las fuentes térmicas, en kJ/K. La suma de estas variaciones ¿está de acuerdo con el principio del incremento de la entropía?
 - La producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en kJ/K.
 - El tanto por ciento en que se reduce el potencial de trabajo de los 100 kJ debido a su transferencia a la fuente a 490 K.
 - El tanto por ciento en que se incrementa el potencial de trabajo de los 100 kJ a 680 K si T_0 desciende hasta 275 K.
- 6.89. Desde una fuente térmica a 880 K se transfiere la cantidad de calor de 1.000 kJ a una segunda fuente térmica a 360 K. El ambiente se encuentra a 300 K.
- Calcúlese la variación de entropía de cada una de las fuentes térmicas, en kJ/K.
 - Calcúlese la producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en kJ/K.
 - Determínese la pérdida en el potencial de trabajo de los 1.000 kJ debida al proceso de transferencia irreversible del calor, en kJ.
 - Obténgase el porcentaje en que se incrementa el potencial de trabajo de los 1.000 kJ a 880 K si T_0 desciende hasta 280 K.
- 6.90. Se dispone de energía en una cantidad de 3.000 kJ a partir de una fuente térmica a 800 K. La temperatura del ambiente es de 300 K. Esta energía se transfiere en forma de calor desde la fuente térmica a 800 K a otra fuente térmica a 600 K. Determínese:

- (a) La variación de entropía de cada una de las fuentes térmicas, en kJ/K.
 - (b) La producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en kJ/K.
 - (c) El tanto por ciento en que se reduce el potencial de trabajo de la cantidad de calor dada debido a su transferencia a la fuente a 600 K.
- 6.91. Se dispone de una energía de 5.000 kJ a partir de una fuente térmica a 900 K. La temperatura del ambiente es de 280 K. Esta energía se transfiere en forma de calor desde la fuente térmica a 900 K a otra fuente térmica a 500 K. Determínese:
- (a) La variación de entropía de cada una de las fuentes térmicas, en kJ/K.
 - (b) La producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en kJ/K.
 - (c) El tanto por ciento en que se reduce el potencial de trabajo de la cantidad de calor dada, debido a su transferencia a la fuente a 500 K.
- 6.92I. Se dispone de energía en una cantidad de 3.000 Btu a partir de una fuente térmica a 1.500 °R. La temperatura del ambiente es de 500 °R. Se transfiere calor desde la fuente térmica a 1.500 °R a otra fuente térmica a 1.100 °R. Determínese:
- (a) La variación de entropía de cada una de las fuentes térmicas, en kJ/K.
 - (b) La producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en kJ/K.
 - (c) El porcentaje en que se reduce el potencial de trabajo de la cantidad de calor dada, debido a su transferencia a la fuente a 1.100 °R.
- 6.93I. Se dispone de una energía de 5.000 Btu a partir de una fuente térmica a 1.600 °R. La temperatura del ambiente es de 510 °R. Se transfiere calor desde la fuente térmica a 1.600 °R a otra fuente térmica a 900 °R. Determínese:
- (a) La variación de entropía de cada una de las fuentes térmicas, en Btu/°R.
 - (b) La producción de entropía en la región de la transferencia de calor, en Btu/°R.
 - (c) El tanto por ciento en que se reduce el potencial de trabajo de la cantidad de calor dada, debido a su transferencia a la fuente a 900 °R.
- 6.94. Se transfiere una cantidad de calor de 5.000 kJ entre una fuente térmica a 1.000 K y otras cuatro fuentes térmicas a (1) 800 K, (2) 600 K, (3) 400 K, y (4) 300 K. La temperatura T_0 del ambiente es 300 K. (a) Determínese por separado la producción de entropía, en kJ/K, debida a la transferencia de calor desde la fuente térmica a 1.000 K hacia las otras cuatro. Representense gráficamente los resultados en función de la temperatura de baja. (b) Obténgase el potencial de trabajo, en kJ, de los 5.000 kJ cuando se encuentra en los cinco niveles diferentes de temperatura. Representense gráficamente la pérdida de potencial de trabajo para cada uno de los cuatro intercambios de calor en función de la temperatura en el mismo gráfico que el del apartado a.
- 6.95. Se transfiere una cantidad de calor de 2.000 kJ entre una fuente térmica a 700 K y otras cuatro fuentes térmicas a (1) 600 K, (2) 500 K, (3) 400 K, y (4) 300 K. La temperatura T_0 del ambiente es 300 K. (a) Determínese por separado la producción de entropía, en kJ/K, de la transferencia de

calor desde la fuente térmica a 700 K hacia las otras cuatro. Representense gráficamente los resultados en función de la temperatura de baja. (b) Obténgase el potencial de trabajo, en kJ, de los 2.000 kJ cuando se hallan en los cinco niveles diferentes de temperatura. Representense gráficamente la pérdida de potencial de trabajo para cada uno de los cuatro intercambios de calor en función de la temperatura de baja en el mismo gráfico que el del apartado a.

- 6.96. Se transfiere una cantidad de calor de 3.000 kJ entre una fuente térmica a 900 K y otras cuatro fuentes térmicas a (1) 750 K, (2) 600 K, (3) 450 K, y (4) 300 K. La temperatura T_0 del ambiente es 300 K. (a) Determínese por separado la producción de entropía, en kJ/K, debida a la transferencia de calor desde la fuente térmica a 900 K hacia las otras cuatro. Representense gráficamente los resultados en función de la temperatura de baja. (b) Obténgase el potencial de trabajo, en kJ, de los 3.000 kJ cuando se encuentran en los cinco niveles diferentes de temperatura. Representense gráficamente la pérdida de potencial de trabajo para cada uno de los cuatro intercambios de calor en función de la temperatura de baja en el mismo gráfico que el del apartado a.

SISTEMAS CERRADOS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

- 6.97. Para disminuir la tensión desde 220 a 110 V se utiliza un transformador eléctrico. La intensidad de la corriente en la zona de la tensión alta es 23 A y en la de baja 43 A. El transformador funciona en régimen estacionario con una temperatura en su superficie de 40 °C. Determínese (a) el flujo de calor del dispositivo en vatios, y (b) la producción de entropía en W/K.
- 6.98. Un motor eléctrico funciona en régimen estacionario y consume una potencia eléctrica de 3 kW. El 10 por 100 de la potencia eléctrica suministrada se pierde por transferencia de calor al ambiente. La temperatura de la superficie del motor es 45 °C. Determínese (a) la potencia en eje suministrada por el motor en hp, y (b) la producción de entropía en kW/K.
- 6.99I. Un soldador en régimen estacionario consume 0,10 A de un circuito a 110 V. La temperatura de funcionamiento del soldador es 220 °F. Determínese la producción de entropía del soldador en kW/K.
- 6.100I. Una transmisión consta de dos engranajes conectados mediante un eje intermedio. Al eje de entrada, que gira a 200 rpm (revoluciones por minuto), se le aplica un par de 220 ft · lb_r. Los ejes intermedio y de salida giran a 160 y 128 rpm, respectivamente. Cada engranaje transmite sólo el 95 por 100 de la potencia al eje que se le suministra. El resto se pierde como calor a una temperatura de la superficie de 120 °F. Determínese (a) el par, en ft · lb_r, de los ejes intermedio y de salida, y (b) La producción de entropía en cada engranaje y en la transmisión, en Btu/h · °R.
- 6.101. La válvula de salida de un ventilador centrífugo está perfectamente cerrada, de modo que no hay flujo a través del ventilador. El motor del ventilador de 0,25 hp funciona continuamente. Si el ventilador se modela como un sistema cerrado en régimen estacionario, determínese (a) el flujo de calor transferido desde el ventilador, en vatios, y (b) la producción de entropía en el ventilador, en W/K, si el ventilador alcanza una temperatura de 40 °C en régimen estacionario.

TRANSFERENCIA IRREVERSIBLE DE CALOR EN CICLOS SIMPLES Y POTENCIAL DE TRABAJO

- 6.102. Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas T_{FA} y T_{FB} de 1.500 y 300 K, respectivamente. Para un flujo de calor suministrado de 20.000 kW, obténgase el flujo de calor cedido, la potencia obtenida, el rendimiento térmico y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 700 K y 350 K en lugar de 1.500 K y 300 K. $T_0 = 300$ K.
- 6.103. Una máquina frigorífica funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas T_{FA} y T_{FB} de 320 y 260 K, respectivamente. Para un suministro de calor de 100 kJ, obténgase el calor cedido, el trabajo neto suministrado, el COP y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 330 K y 250 K en lugar de 320 K y 260 K. $T_0 = 320$ K.
- 6.104. Una bomba de calor funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas T_{FA} y T_{FB} de 600 y 300 K, respectivamente. Para un flujo de calor cedido de 1.000 kJ/min, compárese el flujo de calor suministrado, la potencia suministrada, el COP y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 620 K y 280 K en lugar de 600 K y 300 K. $T_0 = 300$ K.
- 6.105I. Una máquina frigorífica funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas T_{FA} y T_{FB} de 560 y 470 °R, respectivamente. Para un suministro de calor de 1.000 Btu, obténgase el calor cedido, el trabajo neto suministrado, el COP y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 450 °R y 630 °R en lugar de 470 °R y 560 °R. $T_0 = 560$ °R.
- 6.106I. Una bomba de calor funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas T_{FA} y T_{FB} de 1.200 y 540 °R, respectivamente. Para un flujo de calor cedido de 1.000 Btu/min, obténgase el flujo de calor suministrado, la potencia suministrada, el COP y la pérdida de potencial de trabajo cuando (a) el dispositivo es totalmente reversible, y (b) el dispositivo es internamente reversible, pero recibe y cede el calor a 520 °R y 1.250 °R en lugar de 540 °R y 1.200 °R. $T_0 = 540$ °R.

PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA EN MOTORES TÉRMICOS, MÁQUINAS FRIGORÍFICAS Y BOMBAS DE CALOR SIMPLES

- 6.107. Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas de 700 K y 290 K.
- (a) El fluido de trabajo del motor tiene una temperatura de 670 K durante el suministro de calor desde la fuente a 700 K y una temperatura de 310 K durante la cesión del calor a la fuente a 290 K. El rendimiento térmico de la unidad real es el 52 por 100, y la transferencia de calor desde la fuente a 700 K es 2.000 kJ/min. Détermínese la producción de entropía, en kJ/min · K, (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura.

- (b) Ahora, con las mismas temperaturas de las fuentes térmicas, el mismo flujo de calor, las mismas temperaturas del fluido de trabajo, el rendimiento térmico del motor es el 50 por 100. Como antes, détermínese la producción de entropía (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene ahora mayor irreversibilidad?
- (c) Finalmente, con las mismas temperaturas de las fuentes térmicas, el mismo flujo de calor suministrado y el rendimiento térmico dado en el apartado b, se requiere un cambiador de calor de bajo coste para disminuir la temperatura del fluido de trabajo desde 670 K a 645 K durante el suministro de calor. En estas nuevas condiciones, détermínese la producción de entropía (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene ahora mayor irreversibilidad?
- 6.108. Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas de 560 K y 280 K.
- (a) El fluido de trabajo del motor tiene una temperatura de 560 K durante el suministro de calor desde la fuente a 560 K y una temperatura de 280 K durante la cesión del calor a la fuente a 280 K. El rendimiento térmico de la unidad real es el 40 por 100, y la transferencia de calor desde la fuente a 560 K es 1.000 kJ/min. Détermínese la producción de entropía, en kJ/min · K, (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura.
- (b) Ahora, con las mismas temperaturas de las fuentes térmicas, el mismo flujo de calor y el mismo rendimiento térmico del motor, éste recibe el calor a 540 K y lo cede a 300 K. Como antes, détermínese la producción de entropía en (1) el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene ahora mayor irreversibilidad?
- (c) Finalmente, con las mismas temperaturas de las fuentes térmicas, el mismo flujo de calor suministrado y las temperaturas del motor las dadas en el apartado b, el rendimiento térmico se incrementa hasta el 42 por 100. En estas condiciones, détermínese la producción de entropía (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene ahora mayor irreversibilidad?
- 6.109. Una unidad de refrigeración funciona entre dos fuentes térmicas con temperaturas de 250 y 330 K. El fluido de trabajo de la unidad de refrigeración tiene una temperatura de 240 K mientras se le suministra el calor desde la fuente a 250 K y una temperatura de 350 K cuando cede calor a la fuente a 330 K. El COP de la unidad real es 2,00 y el flujo de calor que se le suministra desde la fuente a 250 K es 200 kJ/min.
- (a) Détermínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?
- (b) Ahora, con las mismas temperaturas y un flujo de calor de 200

kJ/min, considérese una unidad de refrigeración menos costosa con un COP real de sólo 1,60. De nuevo, determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?

- 6.110. Una unidad de refrigeración funciona entre dos fuentes térmicas con temperaturas de 240 y 320 K. El fluido de trabajo de la unidad de refrigeración tiene una temperatura de 230 K mientras se le suministra el calor desde la fuente a 240 K y una temperatura de 340 K cuando cede calor a la fuente a 320 K. El COP de la unidad real es 2,00 y el flujo de calor que se le suministra desde la fuente a 240 K es 1.000 kJ/min. (a) Determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor? (b) Ahora, con las mismas temperaturas y un flujo de calor de 1.000 kJ/min, instálese una unidad de refrigeración menos costosa con un COP real de sólo 1,50. De nuevo, determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?
- 6.111. Una bomba de calor funciona entre dos fuentes térmicas con temperaturas de 270 y 330 K. El fluido de trabajo de la bomba tiene una temperatura de 255 K mientras se le suministra el calor desde la fuente a 270 K, y una temperatura de 350 K cuando cede calor a la fuente a 330 K. El COP de la unidad real es 3,40 y el flujo de calor que se le suministra desde la fuente a 270 K es 2.000 kJ/min. (a) Determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor? (b) Ahora, con las mismas temperaturas y un flujo de calor de 2.000 kJ/min, el COP se reduce a 3,10. De nuevo, determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?
- 6.112. Un proceso industrial requiere utilizar una bomba de calor que funcione entre dos fuentes térmicas con temperaturas de 300 y 420 K. El fluido de trabajo de la bomba tiene una temperatura de 285 K mientras se le suministra calor desde la fuente a 300 K, y una temperatura de 445 K cuando cede calor a la fuente a 420 K. El COP de la unidad real es 2,60 y el flujo de calor que cede a la fuente a 420 K es 3.000 kJ/min. (a) Determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia bomba de calor, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor? (b) Ahora, con las mismas temperaturas y un flujo de calor de 300 kJ/min, el COP se reduce a 2,40. De nuevo, determínese la producción de entropía en kJ/min · K (1) en la propia bomba de calor, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?

- 6.113I. Un motor térmico funciona entre dos fuentes térmicas a temperaturas de 1.020 °R y 520 °R.
- (a) El fluido de trabajo del motor tiene una temperatura de 960 °R durante el suministro de calor desde la fuente a 1.020 °R y una temperatura de 600 °R durante la cesión del calor a la fuente a 520 °R. El rendimiento térmico de la unidad real es el 34 por 100, y el calor transferido desde la fuente a 1.020 °R es 1.000 Btu/min. Determínese la producción de entropía, en Btu/min · °R, (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. ¿Qué proceso tiene mayor irreversibilidad?
- (b) Ahora, con las mismas temperaturas de las fuentes térmicas, el mismo flujo de calor, las mismas temperaturas del fluido de trabajo, el rendimiento térmico del motor es el 25 por 100. Como antes, determínese la producción de entropía (1) en el propio motor, (2) en el proceso de cesión de calor a la fuente de baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor desde la fuente de alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene ahora mayor irreversibilidad?
- 6.114I. Una unidad de refrigeración funciona entre dos fuentes térmicas con temperaturas de 440 y 570 °R. La propia unidad de refrigeración tiene una temperatura de 420 °R mientras se le suministra calor desde la fuente a 440 °R, y una temperatura de 600 °R cuando cede calor a la fuente a 570 °R. El COP de la unidad real es 2,00 y el flujo de calor que se le suministra desde la fuente a 440 °R es 1.000 Btu/min. (a) Determínese la producción de entropía en Btu/min · °R (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor? (b) Ahora, con las mismas temperaturas y un flujo de calor de 1.000 Btu/min, instálese una unidad de refrigeración menos costosa con un COP real de sólo 1,50. De nuevo, determínese la producción de entropía en Btu/min · °R (1) en la propia máquina frigorífica, (2) en el proceso de transferencia de calor a baja temperatura, y (3) en el proceso de transferencia de calor a alta temperatura. (4) ¿Qué proceso tiene una irreversibilidad mayor?

DISTRIBUCIONES DE PARTÍCULAS MOLECULARES

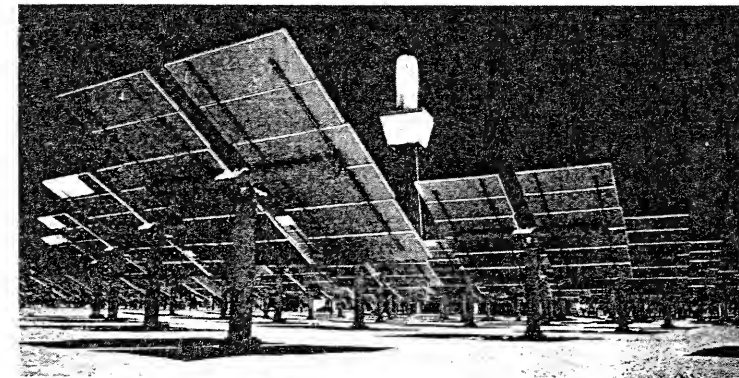
- 6.115. Determínese el número de formas en que siete partículas distinguibles pueden ordenarse en tres grupos, de modo que los grupos contengan (a) 3, 2 y 2 partículas, y (b) 4, 2 y 1 partículas.
- 6.116. Determínese el número de formas en que ocho partículas distinguibles pueden ordenarse en tres grupos, de modo que los grupos contengan (a) 3, 3 y 2 partículas, y (b) 4, 2 y 2 partículas.
- 6.117. Cuatro bolas distinguibles se echan al azar en dos cajas. Después de repetir los ensayos, obténgase la fracción de tiempo que habría que esperar para que las bolas estén una en cada caja si (a) las cajas son indistinguibles, y (b) las cajas son distinguibles.
- 6.118. Cinco bolas distinguibles se echan al azar en tres cajas. Después de repetir los ensayos, obténgase la fracción de tiempo que habría que esperar para encontrar (a) que la distribución de las bolas sea 3:1:1 si las cajas son indistinguibles, y (b) que 3 bolas estén en la primera caja, 1 bola en la segunda y 1 bola en la tercera.

- 6.119. Un sistema aislado contiene tres partículas con una energía total de 3 unidades. Los niveles de energía para el modo de energía en consideración están equiespaciados 1 unidad, y el nivel fundamental de energía se toma como cero.
- Obtégase el número de macroestados posibles para este sistema. Después obtégase el número de microestados, si las partículas son distinguibles. (Utilícese un diagrama similar al del texto para encontrar las respuestas.)
 - Determinése si en el apartado *a* hay un macroestado más probable.
- 6.120. Un sistema de tres partículas indistinguibles tiene una energía total de 3 unidades. El nivel de energía fundamental se toma como cero, y el espaciado entre los niveles de energía es 1 unidad. La degeneración de los cuatro niveles inferiores, comenzando en el nivel fundamental, es 1, 2, 2 y 2. Determinése el número de macroestados y microestados.
- 6.121. Considérese un sistema de tres partículas indistinguibles. Las energías de cada partícula están restringidas a los valores 0, 1, 2, 3 y 4. Determinése el número de macroestados y microestados si cada nivel de energía tiene una degeneración unidad. La energía total es 6.
- 6.122. Considérese un sistema de tres partículas distinguibles con una energía total de 9 unidades. La degeneración de cada nivel es la unidad y las partículas están restringidas a los valores de energía 0, 1, 2, 3 y 4. Determinése el número de macroestados y el de microestados.
- 6.123. Un sistema aislado contiene tres partículas con una energía total de 5 unidades. Los niveles de energía están equiespaciados 1 unidad y se toma como cero la energía del nivel fundamental. Obtégase el número de macroestados y de microestados posibles si las partículas son distinguibles.
- 6.124. Considérese un sistema de cuatro partículas distinguibles con una energía total de 6 unidades. Se toma como cero la energía del nivel fundamental, el espaciado entre los niveles es i unidades de energía y los niveles no son degenerados. Determinése el número de macroestados y el de microestados.
- 6.125. Considérese un sistema de 10 partículas distinguibles para el que los niveles de energía están cuantificados conforme a la relación $\varepsilon_i = i(i + 1)$, donde $i = 0, 1, 2, \dots$. La energía total es 18 unidades.
- Obtégase el número de macroestados posibles.
 - Obtégase el número de microestados posibles.
 - Obtégase el número de microestados del macroestado más probable.
 - Obtégase cuántas partículas están en los distintos niveles de energía, comenzando por el nivel fundamental, para el macroestado más probable.
- 6.126. Considérese un sistema de seis partículas distinguibles con una energía total de 12 unidades. Los niveles de energía están cuantificados según la relación $\varepsilon_i = i + 1/2$, donde $i = 0, 1, 2, \dots$
- Obtégase el número de macroestados y de microestados.
 - Véase si es posible un macroestado más probable.

CAPÍTULO

7

CÁLCULO DE VARIACIONES DE ENTROPÍA Y BALANCE DE ENTROPÍA EN UN VOLUMEN DE CONTROL



Planta de potencia Solar One, próxima a Barstow, California. Los heliostatos siguen al sol y enfocan sus rayos hacia una torre de 20 pisos para generar vapor de agua. El vapor mueve un grupo turbina-generator.

En el Capítulo 6 se ha centrado la atención en el desarrollo de los conceptos de entropía y producción de entropía. Las aplicaciones van enfocadas hacia dispositivos cíclicos tales como motores térmicos, máquinas frigoríficas y bombas de calor, y hacia procesos de transferencia de calor. En este capítulo se hará hincapié en los métodos de cálculo de las variaciones de entropía para distintos tipos de sustancias. Estos métodos, junto con el concepto de producción de entropía, se aplicarán a muchos de los dispositivos que se utilizan en ingeniería, estudiados previamente desde el punto de vista del análisis energético.

7.1. PRESENTACIÓN EN FORMA GRÁFICA Y DE TABLAS DE LOS DATOS DE ENTROPÍA

Tras la introducción de la función entropía en el capítulo anterior, surge ahora la necesidad de conocer los métodos establecidos para evaluar las variaciones de entropía de distintas clases de sustancias y procesos. Análogamente a como se ha hecho el desarrollo para los datos sobre las propiedades en los Capítulos 3 y 4, las tablas y ecuaciones para la entropía se presentan en magnitudes intensivas. Por definición, $\Delta S \equiv m \Delta s$. Haciendo uso de este resultado, la ecuación $\Delta S = \int (\delta Q/T)_{\text{int rev}}$ dada en el Capítulo 6 puede escribirse también en magnitudes intensivas del modo siguiente

$$\Delta s = \int \left(\frac{\delta q}{T} \right)_{\text{int rev}}$$
 [7.1]

donde $q = Q/m$. El valor de s con respecto a un estado de referencia s_0 viene dado por

$$s = \int \left(\frac{\delta q}{T} \right)_{\text{int rev}} + s_0$$
 [7.2]

Esta expresión muestra que la integración de $\delta q/T$ proporciona el valor de la entropía específica, salvo por una sola constante arbitraria s_0 . Por tanto, se pueden elaborar tablas y diagramas utilizando un valor arbitrario de referencia, s_0 . Las dimensiones de la entropía específica son [energía]/([masa][temperatura]). Las unidades de la entropía específica en el SI son, generalmente, kJ/kg · K o kJ/kmol · K, mientras que las unidades en el USCS suelen ser Btu/lb_m · R o Btu/lbmol · R.

En los capítulos anteriores se ha insistido en la utilización del diagrama Pv para resolver los problemas, como una ayuda para visualizar los procesos energéticos. Cuando se incluye el análisis según la segunda ley, la utilización de diagramas que utilizan la entropía como una de las coordenadas constituye una ayuda en dicha visualización. Los diagramas *temperatura-entropía* y *entalpía-entropía* resultan extremadamente útiles por dos razones. La primera es que pueden proporcionar una idea cualitativa sobre un proceso sin necesidad de una cantidad grande de información. La segunda es que los diagramas Ts y hs también se podrían utilizar para obtener la información cuantitativa que pudieran proporcionar. Los diagramas de este tipo, especialmente cuando se amplían, pueden utilizarse para predecir con una precisión razonable variaciones de propiedades en un proceso determinado.

7.1.1. EL DIAGRAMA TEMPERATURA-ENTROPÍA

Recuérdese que cuando un sistema cerrado experimenta un *proceso internamente reversible*, el calor transferido viene dado por

$$Q_{\text{int rev}} = \int T ds$$
 [6.51]

Esta ecuación, expresada por unidad de masa, queda

$$q_{\text{int rev}} = \int T ds$$
 [7.3]

La integral puede representarse por medio del área bajo la línea del proceso en un diagrama Ts , según se muestra en la Figura 7.1. Para representar un diagrama Ts a fin de obtener simplemente la información cualitativa que proporciona son im-

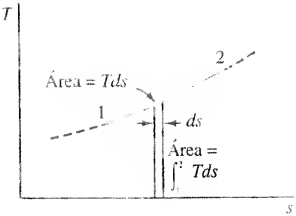


Figura 7.1. Calor transferido representado por un área en un diagrama Ts para un proceso internamente reversible con la temperatura del sistema variable.

portantes las características generales de las líneas que representan los procesos en este diagrama con respecto a la línea de saturación líquido-vapor. La Figura 7.2 ilustra un diagrama Ts de forma simplificada. Se muestran únicamente unas pocas líneas de propiedades características en las regiones líquida y gaseosa. Como ayuda para la resolución de problemas, se debería adquirir soltura para situar las líneas de volumen constante y de presión constante en un diagrama Ts . Adviértase que en la zona de gas de la Figura 7.2, las líneas de volumen constante presentan una pendiente ligeramente mayor que las líneas de presión constante, para cualquier estado dado. La Figura A.27I representa un diagrama Ts más detallado del CO_2 , que incluye las zonas de las tres fases, y en el Apéndice se da un diagrama Ts para el refrigerante 134a de la región de vapor sobrecalentado, como Figura A.32.

7.1.2. EL DIAGRAMA ENTALPÍA-ENTROPÍA

Las coordenadas de un diagrama hs representan las dos propiedades más importantes en el análisis de los volúmenes de control con la primera y la segunda ley. Para procesos adiabáticos en régimen estacionario, la distancia *vertical* Δh entre dos estados representados en este diagrama está relacionada con el trabajo y/o las variaciones de energía cinética en, por ejemplo, turbinas, compresores y toberas, mientras que la distancia *horizontal* Δs entre dos estados es una medida del grado de irreversibilidad. En la Figura 7.3 se muestra esta comparación. Por ello, cuando se estudian procesos en régimen estacionario, resulta muy útil para su visualización el diagrama *entalpía-entropía*, así como el diagrama Ts . Más adelante en este capítulo se profundizará en ello.

Además de su empleo para visualizar los procesos, el diagrama hs es también un medio de presentar datos de forma cuantitativa. En las Figuras A.26 y A.26I del Apéndice se tienen los diagramas entalpía-entropía del vapor de agua. En la Figura 7.4 se muestra un esquema de un diagrama hs , denominado generalmente *diagrama de Mollier*. En un gráfico hs , las líneas de presión y temperatura constante son rectas en la región bifásica líquido-vapor. Las líneas de calidad constante en la región húmeda son aproximadamente paralelas a la de vapor saturado. Otra característica de este diagrama es que las líneas de temperatura constante tienden a ser horizontales cuanto más se prolongan en la región de vapor sobrecalentado. Esto ocurre porque al ir disminuyendo la presión a temperatura constante, el fluido se va aproximando cada vez más al comportamiento de gas ideal. Para un gas ideal, la entalpía y la temperatura son directamente proporcionales. En un diagrama hs no se muestran, por lo general, las líneas de volumen constante debido simplemente a que el diagrama quedaría demasiado denso como para distinguir las distintas líneas.

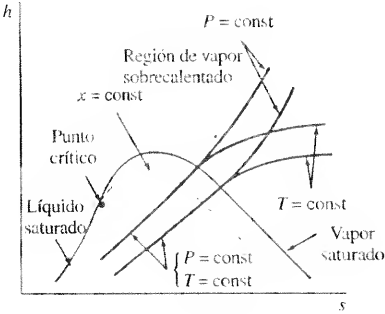


Figura 7.4. Representación esquemática de un diagrama hs o de Mollier.



Adviértase la posición de las líneas de volumen constante con respecto a las líneas de presión constante en un diagrama Ts .

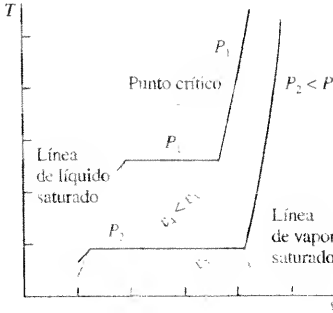


Figura 7.2. Diagrama Ts genérico.

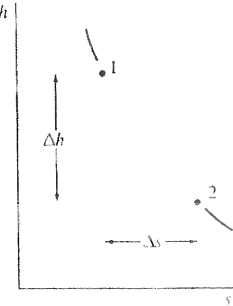


Figura 7.3. Efectos energéticos frente al grado de irreversibilidad en procesos adiabáticos.



Adviértase la posición de las líneas de presión constante y de las líneas de temperatura constante en un diagrama hs .

7.1.3. DATOS DE ENTROPÍA TABULADOS

Las tablas de datos correspondientes a los estados de vapor sobrecalentado, saturación y líquido comprimido, se presentaron en el Capítulo 3. Estas tablas deben reconsiderarse ahora desde el punto de vista de la función entropía. Los valores numéricos de s (con respecto a un estado de referencia arbitrario) se determinan mediante técnicas numéricas bastante complejas que utilizan datos PvT experimentales. En el caso del agua, se asigna generalmente el valor cero a la entropía del líquido saturado en el punto triple (0,01 °C o 32,02 °F). En el caso de los refrigerantes es bastante corriente asignar el valor cero de entropía al líquido saturado a -40 °C (-40 °F). En la zona de vapor sobrecalentado, la entropía se tabula en función de la temperatura y la presión. En cuanto a los estados de saturación, los valores de s_f y s_g vienen dados o en función de la temperatura, o en función de la presión. Para mezclas húmedas de calidad x

$$s = (1 - x)s_f + xs_g = s_f + x(s_g - s_f) \quad [7.4]$$

En resumen, la entropía específica s de una sustancia pura simple compresible es una propiedad intensiva como lo son v , u y h . Los valores numéricos se pueden encontrar en las tablas adecuadas de propiedades, una vez que el estado de la sustancia es conocido. La entropía específica de un *líquido comprimido* puede tabularse en función de la temperatura y la presión. Desgraciadamente, no se dispone de datos de líquido comprimido de muchas sustancias. Cuando se carece de datos de líquido comprimido, puede estimarse el valor de s de manera bastante precisa, utilizando s_f a la temperatura dada. Es decir

$$s_{\text{liq},P,T} \approx s_{f,T} \quad [7.5]$$

En general, cuando no se tienen datos de líquido comprimido, los valores numéricos de u , v y s se pueden aproximar empleando los valores del líquido saturado a la temperatura dada.

El cambio de fase de líquido a vapor tiene lugar a temperatura y presión constantes. La Ecuación [7.1] establece que para un sistema cerrado $\Delta s \equiv \int (\delta q/T)_{\text{int rev}}$. En un cambio de fase internamente reversible esta ecuación queda reducida a $\Delta s = q/T$, referida a la unidad de masa. Además, para un sistema cerrado que experimenta un cambio de fase a presión constante, $q = \Delta u + P\Delta v = \Delta h$. Como consecuencia, la variación de entropía durante un cambio de fase se convierte en $\Delta s = \Delta h/T$. Por tanto, en función de datos de saturación

$$s_g - s_f = \frac{h_g - h_f}{T} = \frac{h_{fg}}{T}$$

donde $s_g - s_f \equiv s_{fg}$. En una tabla de saturación existe, por tanto, una relación directa entre $s_g - s_f$ y $h_g - h_f$ para una temperatura o presión dadas.

A continuación se dan varios ejemplos que ilustran el empleo de tablas de saturación y vapor sobrecalentado y de diagramas de propiedades, junto con el balance de entropía para analizar procesos de sistemas cerrados.

EJEMPLO 7.1

Un depósito rígido sin aislar contiene 5 kg de vapor de agua a 40 bar y 280 °C. El aire que rodea el depósito tiene una temperatura uniforme de 15 °C. Pasado un cierto tiempo, debido a la transferencia de calor del agua al aire, la presión en el depósito se ha reducido hasta 9 bar. Determinese (a) el calor transferido por el vapor, en kJ, (b) la variación de entropía del vapor, en kJ/K, (c) la producción de entropía, en kJ/K, para el sistema ampliado compuesto por el vapor de agua y la región de transferencia de calor, que incluye el depósito y la capa de aire adyacente al depósito, y (d) si el proceso global es reversible, irreversible o imposible.

Solución

Datos. Se enfría vapor de agua a volumen constante intercambiando calor con un ambiente a temperatura constante, según se ilustra en la Figura 7.5.

Incógnitas. (a) Q en kJ, (b) Δs del vapor de agua en kJ/K, (c) σ_{tot} para el sistema compuesto por el vapor de agua y la región de transferencia de calor, en kJ/K, y (d) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.

Modelo. Proceso a volumen constante de un sistema cerrado.

Metodología. Aplicar la ecuación de conservación de la energía, el balance de entropía y los datos necesarios sobre propiedades.

Análisis. Las ecuaciones básicas de un sistema cerrado son:

$$\Delta E = Q + W \quad \text{y} \quad \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

donde se ha supuesto que la temperatura de la frontera es uniforme.

(a) Eligiendo el vapor de agua como sistema, no hay trabajo en la frontera debido a que el volumen permanece constante y no hay presente ningún otro mecanismo por el que se aporte trabajo. Si se suponen despreciables las variaciones de energía cinética y potencial, el balance de energía se reduce a $Q = m(u_2 - u_1)$. La información sobre u se obtiene una vez que se han determinado los estados del sistema.

Estado 1. Los valores de T_1 y P_1 dados fijan el estado inicial. De la Tabla A.13 se obtiene que la temperatura de saturación a 40 bar es igual a 250,5 °C. Por tanto, el estado inicial de 280 °C corresponde a vapor sobrecalentado, como se señala en el diagrama Ts de la Figura 7.6. En la Tabla A.14 se leen directamente la energía interna específica, el volumen específico y la entropía específica

$$u_1 = 2.680,0 \text{ kJ/kg} \quad v_1 = 55,46 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \quad s_1 = 6,2568 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Estado 2. La única información que se ha dado sobre el estado 2 es P_2 . Sin embargo, como el proceso tiene lugar a volumen y masa constantes, $v_2 = v_1$. Comenzando por la tabla de saturación con entrada de presiones (Tabla A.13), se observa que el valor de v_2 se encuentra comprendido entre los de v_f y v_g a 9 bar. Por tanto, el estado 2 corresponde a una mezcla bifásica (húmeda) a 175,4 °C. Como las propiedades específicas de la región húmeda son ante todo función de la calidad, primero se calcula x_2 mediante

$$x_2 = \frac{v_2 - v_f}{v_g - v_f} = \frac{55,46 - 1,12}{215,0 - 1,12} = 0,254 \text{ (o 25,4 por 100)}$$

Conocer la calidad permite evaluar u_2 como

$$u_2 = (1 - x)u_f + xu_g = [0,746(741,83) + 0,254(2.580,5)] \text{ kJ/kg} = 1.208,9 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, el calor transferido se calcula mediante

$$Q = m(u_2 - u_1) = (5 \text{ kg})(1.208,9 - 2.680,0) \text{ kJ/kg} = -7.355,5 \text{ kJ}$$

Para el vapor, el calor se transfiere hacia fuera del sistema, esto es, $Q_{\text{ced}} = 7.355,5 \text{ kJ}$.

(b) La variación de entropía del vapor de agua se calcula con $\Delta S = m(s_2 - s_1)$. La entropía específica del estado 2 se calcula mediante

$$s_2 = s_f + xs_{fg} = [2,0946 + 0,254(6,6226 - 2,0946)] \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 3,245 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

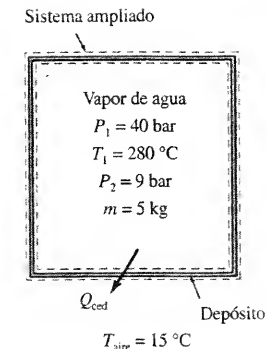


Figura 7.5. Esquema y datos del Ejemplo 7.1.

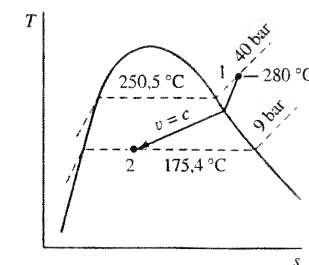


Figura 7.6. Diagrama Ts del proceso del Ejemplo 7.1.

Así, la variación de entropía del vapor es

$$\Delta S = m(s_2 - s_1) = 5 \text{ kg}(3,245 - 6,257) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = -15,060 \text{ kJ/K}$$

La entropía del vapor disminuye durante el proceso. Esta disminución se representa en el diagrama Ts de la Figura 7.6.

(c) Se amplía ahora el sistema para incluir el vapor, la pared del depósito y la fina capa de aire junto al depósito en la que disminuye la temperatura del aire hasta un valor uniforme de 15°C . (Véase la frontera ampliada en la Figura 7.5). Para el sistema compuesto (comp), la temperatura de la frontera es constante. Por tanto, integrando y reagrupando el balance de entropía se tiene

$$\sigma_{\text{comp}} = \Delta S_{\text{comp}} - \frac{Q_{\text{comp}}}{T}$$

donde $T = 15 + 273 = 298 \text{ K}$ en la frontera del sistema. Por regla general se desprecian las masas de la pared del depósito y de la capa de aire de la región de transferencia de calor. Por tanto, se desprecian las variaciones de energía interna y entropía en esa zona. Así pues, el calor que sale del vapor de agua es también el calor que abandona la región de la transferencia de calor a 15°C ; esto es, $Q_{\text{comp}} = -7,355,5 \text{ kJ}$. Utilizando los datos apropiados, la producción de entropía en el sistema compuesto es

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{comp}} &= -15,060 \text{ kJ/K} - \frac{-7,355,5 \text{ kJ}}{(15 + 273) \text{ K}} \\ &= (-15,060 + 25,540) \text{ kJ/K} = 10,480 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

Así que la producción de entropía del sistema compuesto es positiva, porque la entropía que se transporta hacia fuera del sistema con el calor transferido es mayor que la disminución de entropía del sistema.

(d) Como la producción de entropía del sistema compuesto es mayor que cero, el proceso global de refrigeración es posible, pero internamente irreversible.

Comentario. Adviértase que no se ha calculado la producción de entropía en el vapor de agua. Para hacer esto se necesita evaluar la transferencia de entropía asociada con el calor transferido en la frontera. Es decir, hay que integrar $\int \delta Q/T$ tomando el vapor como sistema. Para realizar esta integración se necesita saber cómo varían con el tiempo el calor transferido δQ y la temperatura de la frontera. Por desgracia, no se dispone de esa información. Tampoco se ha hecho ninguna hipótesis sobre si el proceso seguido por el sistema vapor de agua es internamente reversible o irreversible.

EJEMPLO 7.2

Un dispositivo cilindro-émbolo en posición vertical equipado con una resistencia eléctrica interna contiene $0,80 \text{ kg}$ de refrigerante 134a en estado de líquido saturado. La presión del R-134a se mantiene en 10 bar mediante un émbolo con peso. Se pretende vaporizar completamente el líquido utilizando dos métodos diferentes. (a) En el proceso A sólo se transfiere calor desde una fuente externa. (b) En el proceso B se suministra trabajo eléctrico sin que exista transferencia de calor. Supóngase despreciable la masa de la resistencia. Determínese para cada proceso la interacción energética en la frontera, en kJ, la producción de entropía y la variación de entropía en kJ/K.

Solución

Datos. Se vaporiza refrigerante 134a en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo que se muestra en la Figura 7.7a, mediante dos procesos. El proceso A es un calentamiento isobaro y el proceso B es adiabático e isobaro con trabajo eléctrico.

Incógnitas. Q o W_{elec} en kJ y ΔS y σ en kJ/K.

Modelo. Procesos en cuasiequilibrio y a presión constante de un sistema cerrado; $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$; émbolo sin fricción; se desprecia la masa de la resistencia.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía a cada uno de los procesos.

Análisis. Los balances de energía y de entropía para un sistema cerrado son

$$\Delta E = Q + W \quad \text{y} \quad \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

En general, existen dos tipos de interacción trabajo a tener en cuenta en el sistema: $W_{\text{exp,sale}}$ y $W_{\text{elec,entra}}$. Haciendo uso de esta información y admitiendo que Δe_c y Δe_p se desprecian, el balance de energía para el proceso de vaporización queda

$$Q + W_{\text{elec,entra}} - W_{\text{exp,sale}} = \Delta U$$

Si se supone el proceso cuasiestático, se tiene que a presión constante $W_{\text{exp,sale}} = P\Delta V$. Por tanto

$$Q + W_{\text{elec,entra}} = \Delta U + P\Delta V = \Delta H = mh_{fg}$$

donde ΔU sólo se refiere al fluido porque la variación de energía interna de la resistencia es cero, puesto que su masa es despreciable. En ambos procesos, la interacción energética a comunicar en la frontera Q o W_{elec} está relacionada directamente con h_{fg} , la entalpía de vaporización. Así que la ecuación de la energía anterior resulta

$$Q + W_{\text{elec,entra}} = 0,8 \text{ kg}(162,68 \text{ kJ/kg}) = 130,1 \text{ kJ}$$

Las variaciones de entropía en los procesos A y B son iguales, puesto que los estados inicial y final son los mismos. Por tanto

$$\begin{aligned} \Delta S &= m\Delta s = m(s_g - s_f) \\ &= 0,8 \text{ kg}(0,9043 - 0,3838) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,4164 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

(a) Como $W_{\text{elec,entra}} = 0$ para el proceso A, el calor transferido es $Q = 130,1 \text{ kJ}$. Como el proceso de transferencia de calor transcurre en cuasiequilibrio y sin fricción, el proceso A es internamente reversible. Así que para el fluido la producción de entropía σ es cero. Del balance de entropía aplicado a este caso se obtiene que la transferencia de entropía simplemente es igual a la variación de entropía del fluido.

(b) Para el proceso B se cumple que $Q = 0$. Por tanto, $W_{\text{elec,entra}} = 130,1 \text{ kJ}$. El proceso por el que se comunica trabajo adiabáticamente es internamente irreversible. Tampoco hay transferencia de entropía a través de la frontera, puesto que no hay transferencia de calor. Así que en este caso el balance de entropía aplicado al fluido queda

$$\sigma = \Delta S = 0,4162 \text{ kJ/K}$$

El valor positivo de σ refleja la naturaleza irreversible del trabajo eléctrico de la resistencia.

Comentarios. (1) En las figuras 7.7b y 7.7c se representan ambos procesos en coordenadas Ts y Pv respectivamente. En el diagrama Ts , el área debajo de la línea que representa el camino del proceso representa el valor de q para el proceso A, pero carece de significado para el proceso B. En el diagrama Pv , el área bajo la línea que representa el proceso representa el valor de $w_{\text{exp,sale}}$ en ambos casos.

(2) Adviértase que la producción de entropía es bastante diferente para ambos procesos. Este resultado muestra claramente que la producción de entropía, junto con el calor y el trabajo comunicados, es una *función de camino*, y no una función de estado. Además, téngase en cuenta que la sustitución de calor por trabajo eléctrico aumenta considerablemente la producción de entropía del proceso. Por tanto, la utilización de trabajo en lugar de calor para conseguir el mismo cambio de estado del fluido constituye un uso ineficaz de la energía.

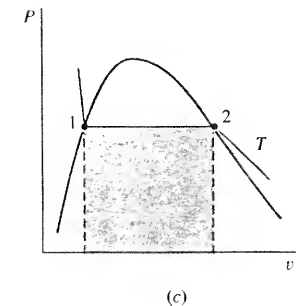
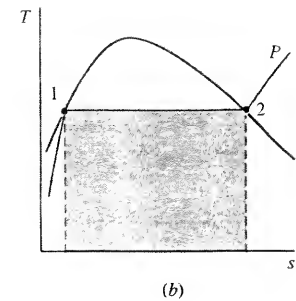
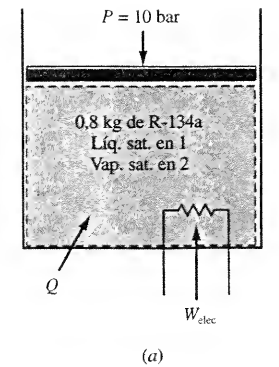


Figura 7.7. Esquema, datos y camino del proceso del Ejemplo 7.2.

7.2. ECUACIONES Tds PARA SUSTANCIAS PURAS, SIMPLES COMPRESIBLES

Se demostrará en este apartado que se obtiene el trabajo máximo, o que se suministra el trabajo mínimo, cuando el proceso es internamente reversible. A continuación se desarrollarán las ecuaciones necesarias para evaluar la variación de entropía de una sustancia simple compresible en función de propiedades experimentalmente mensurables.

7.2.1. COMPARACIÓN ENTRE LAS INTERACCIONES DE TRABAJO REVERSIBLE E IRREVERSIBLE EN UN SISTEMA CERRADO

En el análisis efectuado en el Capítulo 2 sobre interacciones de trabajo cuasiestático de sistemas cerrados se ha destacado que tales interacciones producen el trabajo de salida máximo o el trabajo de entrada mínimo. Teniendo en cuenta la segunda ley, se está ya en condiciones de probar esta afirmación. Para un sistema cerrado *cualquiera*, los balances de energía y de entropía se pueden escribir como sigue

$$dU = \delta Q + \delta W_{\text{real}} \quad \text{y} \quad dS = \frac{\delta Q}{T} + \delta \sigma$$

si se desprecian las variaciones de energía cinética y potencial. El subíndice «real» hace hincapié en que δW_{real} es el trabajo real y se aplica tanto a procesos reversibles como irreversibles. Para comparar el trabajo real con el internamente reversible en un sistema cerrado se recurre al balance de entropía para eliminar δQ del balance de energía. Esto conduce a

$$dU = T(dS - \delta \sigma) + \delta W_{\text{real}} \quad [7.6]$$

Resolviendo esta ecuación en el trabajo real neto suministrado a un sistema cerrado se tiene

$$\delta W_{\text{real}} = dU - TdS + T\delta \sigma \quad [7.7]$$

Si el proceso es internamente reversible, la producción de entropía es cero. Por tanto, el trabajo *internamente reversible* δW_{rev} se obtiene haciendo $\delta \sigma = 0$ en la ecuación anterior. Como consecuencia

$$\delta W_{\text{rev}} = dU - TdS \quad [7.8]$$

Al restar la Ecuación [7.8] de la Ecuación [7.7] se encuentra que

$$\delta W_{\text{real}} - \delta W_{\text{rev}} = T \delta \sigma \quad \text{o} \quad \delta W_{\text{real}} = \delta W_{\text{rev}} + T \delta \sigma$$

Como T tiene siempre valor positivo y $\delta \sigma \geq 0$, se cumple que

$$\delta W_{\text{real}} \geq \delta W_{\text{rev}} \quad [7.9]$$

Esta importante relación es válida independientemente del sentido de la variación del sistema cerrado. Por tanto, integrando la relación anterior y teniendo en cuenta el convenio de signos adoptado para las interacciones trabajo, se puede escribir

$$W_{\text{entra,real}} \geq W_{\text{entra,rev}} \quad \text{y} \quad W_{\text{sale,real}} \leq W_{\text{sale,rev}} \quad [7.10]$$

donde se han escrito explícitamente los subíndices indicando el sentido para complementar el convenio de signos adoptado para el trabajo. Teniendo en cuenta que la desigualdad en la Ecuación [7.9] indica la presencia de irreversibilidades internas, se ha demostrado que las irreversibilidades en el interior de un sistema cerrado disminuyen el trabajo de salida y aumentan el trabajo de entrada, para un cambio de estado determinado de una sustancia dada.

Otra forma útil de la Ecuación [7.10] es la que viene referida a la unidad de tiempo, dada por

$$\dot{W}_{\text{entra,real}} \geq \dot{W}_{\text{entra,rev}} \quad \text{y} \quad \dot{W}_{\text{sale,real}} \leq \dot{W}_{\text{sale,rev}} \quad [7.11]$$

Así, la potencia suministrada a un sistema cerrado en un proceso real debe ser siempre mayor o igual que la potencia suministrada en un proceso internamente reversible.



Adviértase el efecto de las irreversibilidades internas en los dispositivos que dan trabajo y en los que lo consumen.

7.2.2. DESARROLLO DE LAS ECUACIONES Tds

Según se advirtió en el Capítulo 4, cuando no se dispone de datos tabulados de una sustancia se pueden utilizar determinados modelos para estimar la información requerida. Para obtener las relaciones básicas entre propiedades necesarias para evaluar la variación de entropía específica Δs de una sustancia simple compresible cualquiera se parte de la Ecuación [7.8] del subapartado anterior.

$$\delta W_{\text{rev}} = dU - TdS \quad [7.8]$$

Para una sustancia simple compresible, el único modo de trabajo reversible (cuasiestático) es el trabajo de compresión/expansión; es decir, $\delta W_{\text{rev}} = -PdV$. Sustituyendo en la Ecuación [7.8] se obtiene $-PdV = dU - TdS$. Dividiendo entre la masa del sistema y reordenando se obtiene la forma de la expresión buscada

$$Tds = du + Pdv \quad [7.12]$$

A esta ecuación se la conoce como *primera ecuación Tds* , o *ecuación de Gibbs* para sustancias simples compresibles. Como $dh = du + Pdv + vdP$, por definición, también se puede escribir la Ecuación [7.12] del modo siguiente

$$Tds = dh - vdP \quad [7.13]$$

Esta es la *segunda ecuación Tds* para sustancias simples compresibles. Estas dos ecuaciones generalmente se aplican a sistemas homogéneos sin reacciones químicas. Se obtienen teniendo en cuenta un sistema cerrado que experimenta un proceso internamente reversible. Sin embargo, permitirán obtener valores de variación de entropía específica válidos incluso si el proceso real es internamente irreversible. Debido a que la entropía es una propiedad, su variación entre dos estados de equilibrio no depende del proceso que tenga lugar en la realidad.



Téngase en cuenta que las ecuaciones Tds se aplican tanto si el proceso real es internamente reversible como irreversible.

Tras reorganizarlas, las ecuaciones Tds pueden escribirse de la forma siguiente

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{Pdv}{T} \quad [7.14]$$

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v dP}{T} \quad [7.15]$$

La integración de las dos ecuaciones anteriores exige conocer la relación funcional entre las propiedades. Concretamente, debe conocerse o la relación entre u y T , o la relación entre h y T , así como también el comportamiento PvT de la sustancia. En el Capítulo 4 se han desarrollado estas relaciones para gases ideales y sustancias incompresibles. En los apartados siguientes se emplearán esas mismas relaciones para obtener ecuaciones de Δs con estos mismos modelos.

7.3. VARIACIÓN DE ENTROPÍA DE UN GAS IDEAL

Las ecuaciones Tds presentadas en el Apartado 7.2 permiten evaluar la variación de entropía de una sustancia, una vez que se conocen las relaciones fundamentales entre las propiedades u , h , P , v y T . Para el *modelo de gas ideal*, $du = c_v dT$, $dh = c_p dT$ y $Pv = RT$. Sustituyendo estas relaciones en las Ecuaciones [7.14] y [7.15] se obtiene

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{Pdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v} \quad [7.16]$$

y

$$ds = \frac{dh}{T} - \frac{v dP}{T} = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dP}{P} \quad [7.17]$$

Para un cambio de estado finito, estas dos ecuaciones se convierten en

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{c_v}{T} dT + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.18]$$

y

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{c_p}{T} dT - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.19]$$

En el Capítulo 4 se hizo notar que para un gas ideal, tanto c_v como c_p son función únicamente de la temperatura. Por tanto, las integrales que aparecen en las Ecuaciones [7.18] y [7.19] se pueden evaluar una vez que se conoce la dependencia de c_v y c_p con la temperatura.

A la hora de aplicar la segunda ley a un proceso de un gas ideal es útil en cualquier análisis dibujar un esquema del proceso en un diagrama Ts . La Figura 7.8 ilustra la posición genérica de las líneas de presión y de volumen específicas constante en el diagrama, en la zona de gas ideal. Adviértase de nuevo que, en la región gaseosa, las líneas de volumen específico constante poseen una pendiente ligeramente mayor que las líneas de presión constante. Teniendo presente esta información, se estudian a continuación dos procedimientos para evaluar las integrales que aparecen en las Ecuaciones [7.18] y [7.19].

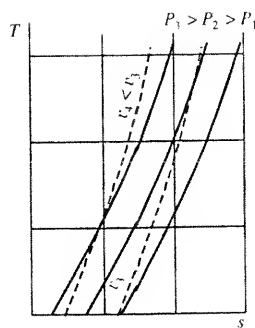


Figura 7.8. Representación de las líneas de presión y de volumen específico constante en un diagrama Ts para un gas ideal.

7.3.1. UTILIZACIÓN DE DATOS DE CAPACIDADES TÉRMICAS ESPECÍFICAS CONSTANTES O DE MEDIAS ARITMÉTICAS

Los valores de c_v y c_p de gases ideales monoatómicos son independientes de la temperatura. Además, la variación de c_v y c_p con la temperatura en un intervalo de varios cientos de grados es bastante pequeña y resulta ser casi lineal para muchos gases poliatómicos. En este último caso, parece razonable utilizar la media aritmética de los valores de la capacidad térmica específica en el intervalo de temperatura comprendido entre T_1 y T_2 . Cuando se hace esto, c_v y c_p se pueden considerar constantes en el proceso de integración indicado en las Ecuaciones [7.18] y [7.19], tanto si la sustancia es monoatómica o poliatómica. Integrando las Ecuaciones [7.18] y [7.19] se obtiene

$$\Delta s = c_{v,m} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.20]$$

y

$$\Delta s = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.21]$$

donde $c_{v,m}$ y $c_{p,m}$ son valores *medios* en el intervalo de temperatura dado. Estas ecuaciones proporcionan un método de evaluación bastante preciso para evaluar la variación de entropía de un gas ideal en intervalos de temperatura relativamente pequeños. Si es grande la variación de la capacidad térmica específica, es preferible el método que se explica en el siguiente subapartado.

Un depósito rígido y aislado contiene 1,2 kg de nitrógeno gaseoso a 350 K y 1 bar. Por medio de un mecanismo de peso y polea se mueve una rueda de paletas colocada en el interior del depósito. Durante el experimento se comunican 25 kJ de trabajo al gas, mediante el mecanismo peso y polea. Supóngase comportamiento de gas ideal. Cálculase (a) la generación de entropía en el nitrógeno en kJ/K, y (b) si el proceso es reversible, irreversible o imposible. A continuación, (c) hágase un esquema del proceso en un diagrama Ts .

EJEMPLO 7.3

Solución

Datos. Se agita nitrógeno mediante una rueda de paletas en un depósito rígido y aislado, como se indica en la Figura 7.9.

Incógnitas. (a) σ para el N_2 en kJ/K, (b) análisis según la segunda ley, (c) Esquema del proceso en un diagrama Ts .

Modelo. Depósito rígido en reposo; gas ideal.

Metodología. Utilizar el balance de entropía para calcular la producción de entropía.

Análisis. (a) La producción de entropía σ , debida a las irreversibilidades en el proceso de agitación, se calcula aplicando la expresión básica del balance de entropía para un sistema cerrado

$$S_2 - S_1 = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

Como $Q = 0$, se tiene que $\sigma = S_2 - S_1 = m\Delta s$. La variación de entropía de un gas ideal en este proceso se obtiene más fácilmente a partir de la Ecuación [7.20], porque el volumen permanece constante. Esto es

$$\Delta s = c_{v,m} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_{v,m} \ln \frac{T_2}{T_1}$$

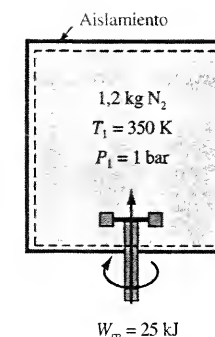


Figura 7.9. Esquema y datos del Ejemplo 7.3.

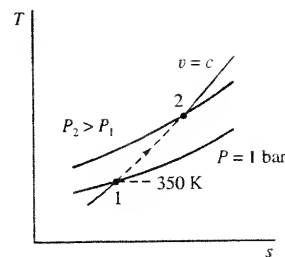


Figura 7.10. Representación del proceso del Ejemplo 7.3 en un diagrama Ts .

Sin embargo, para utilizar esta ecuación tiene que estar determinado el estado final. Como se da información sobre las interacciones energéticas, la aplicación del balance de energía general al sistema cerrado y en reposo, $\Delta U = Q + W$, proporcionará información adicional sobre el estado final. El depósito es rígido y está aislado, por lo que el trabajo PdV y el calor transferido son cero. Por tanto, la ecuación de la energía queda reducida a $W_{\text{tp}} = \Delta U$, y $\Delta U = mc_{v,m} \Delta T$ para un gas ideal. Combinando estas dos ecuaciones y resolviendo en T_2 , se llega a

$$T_2 = \frac{W_{\text{tp}}}{mc_{v,m}} + T_1$$

Como todavía no se conoce la temperatura final, se empleará un valor de c_v correspondiente a la temperatura inicial, tomado de la Tabla A.4. Sustituyendo los datos conocidos en la ecuación anterior, se tiene

$$\begin{aligned} T_2 &= \frac{25 \text{ kJ}}{1,2 \text{ kg} \times 0,744 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}} + 350 \text{ K} \\ &= (28,0 + 350) \text{ K} = 378 \text{ K} \end{aligned}$$

Como ΔT para el proceso sólo es 28°C , resulta apropiado en este caso emplear el valor de c_v del estado inicial en lugar de $c_{v,m}$. Por tanto, el cálculo de la generación de entropía queda

$$\sigma = \Delta S = m \Delta s = mc_v \ln \frac{T_2}{T_1} = 1,2(0,744) \text{ kJ/K} \times \ln \frac{378}{350} = 0,0687 \text{ kJ/K}$$

(b) La variación de entropía y la producción de entropía son positivas. De acuerdo con la segunda ley, el proceso adiabático es internamente irreversible.

(c) En la Figura 7.10 se muestra la representación gráfica del proceso en un diagrama Ts . Como es internamente irreversible, se ha representado el proceso mediante una línea de trazos y el área bajo la curva *no* es igual al calor transferido. De la ecuación del gas ideal, $P_2/P_1 = T_2/T_1$. Como $T_2 > T_1$, la presión ha aumentado durante el proceso. También se ha visto en la Figura 7.8 que en la zona gaseosa de un diagrama Ts , las líneas de volumen constante poseen una pendiente positiva más pronunciada que las líneas de presión constante. De ahí que el diagrama ponga también de manifiesto que la variación de entropía es positiva para el proceso en estudio.

Comentario. Si ΔT hubiese sido mayor, habría resultado necesario obtener un nuevo valor para $c_{v,m}$ y volver a calcular T_2 . Por lo general, se necesitan una o dos iteraciones para que $c_{v,m}$ y T_2 dejen de variar.

7.3.2. EMPLEO DE DATOS INTEGRADOS DE CAPACIDAD TÉRMICA ESPECÍFICA

Se obtiene una evaluación más precisa de las integrales que aparecen en las Ecuaciones [7.18] y [7.19] del modo siguiente. Recuértese que las Tablas A.3 y A.3I ofrecen una lista de valores de c_p en función de la temperatura para algunos gases comunes. Además, para un gas ideal $c_v = c_p - R$, de modo que también se conoce c_v en función de la temperatura. El empleo de estas capacidades térmicas específicas en las Ecuaciones [7.18] y [7.19] permiten evaluar de manera muy precisa tanto las integrales de $c_v dT/T$ como de $c_p dT/T$. Para evitar repetir el proceso de integración cada vez que cambian los límites se ha evaluado la integral de $c_p dT/T$ con respecto a una temperatura de referencia T_0 para unos cuantos gases. Se define una función tal que su valor a la temperatura T con respecto a una temperatura de referencia T_0 es igual a

$$s_T^0 \equiv \int_{T_0}^T c_p \frac{dT}{T} \quad [7.22]$$

Los resultados de esta integración se tabulan en función de la temperatura en las tablas de propiedades de los gases ideales. Partiendo de la Ecuación [7.22]

$$\int_{T_1}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} = \int_{T_0}^{T_2} c_p \frac{dT}{T} - \int_{T_0}^{T_1} c_p \frac{dT}{T} = s_2^0 - s_1^0$$

Con esto, la Ecuación [7.19] de la variación de entropía de un gas ideal entre los estados 1 y 2 queda

$$s_2 - s_1 = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [7.23a]$$

en la que las unidades de s^0 y R han de ser las mismas. La variación de entropía en base molar se expresa

$$\bar{s}_2 - \bar{s}_1 = \bar{s}_2^0 - \bar{s}_1^0 - R_u \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [7.23b]$$

donde las unidades de s^0 y R_u son las mismas. Para el aire, el valor de s^0 tiene unidades de $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$ en la Tabla A.5, mientras que en la Tabla A.5I las unidades son $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$. Para el resto de los gases ideales de la Tabla A.6 a la A.11, las unidades de s^0 son $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$; los datos de la Tabla A.6I a la A.11I, en unidades USCS, vienen en $\text{Btu/lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$.

Cuando se dispone de tablas de s^0 y \bar{s}^0 , se cuenta con un método rápido y preciso para evaluar la influencia de la temperatura sobre la entropía de un gas ideal. La utilización de datos de capacidades térmicas específicas medias lleva a un error en la evaluación de la integral de $c_p dT/T$ que aumenta al ir aumentando el intervalo de temperatura. Téngase en cuenta que la evaluación de Δs en un proceso cualquiera sólo requiere información sobre los estados inicial y final. El ejemplo siguiente ilustra el uso de las tablas de gas ideal.



Reconócese la importancia de los datos de s^0 en el cálculo de las variaciones de entropía de los gases ideales.

Se calienta oxígeno gaseoso a 300 K a presión constante, hasta (a) 500 K, y (b) 800 K. Evalúese la variación de entropía molar en $\text{kJ/kmol} \cdot \text{K}$ para los dos incrementos de temperatura, utilizando (1) los valores de la capacidad térmica específica a la temperatura media, y (2) datos de s^0 de gas ideal para el oxígeno, tomados de la Tabla A.7.

EJEMPLO 7.4

Solución

Datos. Se calienta oxígeno a presión constante desde (a) 300 hasta 500 K, y (b) 300 hasta 800 K.

Incógnitas. $\Delta \bar{s}$ en $\text{kJ/kmol} \cdot \text{K}$, usando (1) datos de c_p medios, $c_{p,m}$, y (2) datos de \bar{s}^0 .

Modelo. Gas ideal.

Análisis. Como la presión se mantiene constante, la Ecuación [7.21] se reduce a $\Delta \bar{s} = \bar{c}_{p,m} \ln (T_2/T_1)$ y la Ecuación [7.23] se convierte en $\Delta \bar{s} = \bar{s}_2^0 - \bar{s}_1^0$. Los datos de c_p y de \bar{s}^0 para el oxígeno se obtienen de las Tablas A.4 y la A.7 respectivamente. Para calcular \bar{c}_p , se hace la operación $\bar{c}_p = c_p M$, siendo M la masa molar. La masa molar del oxígeno es 32 kg/kmol .

(a) Para el incremento de temperatura de 300 K a 500 K:

$$\begin{aligned} (1) \quad \Delta \bar{s} &= \bar{c}_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} = 0,941 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times (32 \text{ kg/kmol}) \times \ln \frac{500}{300} \\ &= 15,38 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

$$(2) \quad \Delta \bar{s} = \bar{s}_2^0 - \bar{s}_1^0 = (220,589 - 205,213) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 15,38 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

(b) Para el incremento de temperatura de 300 K a 800 K:

$$(1) \Delta \bar{s} = 0,988 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times 32 \text{ kg/kmol} \times \ln \frac{800}{300} = 31,01 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

$$(2) \Delta \bar{s} = (235,810 - 205,213) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 30,60 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

Comentario. El empleo de un valor medio de c_p en el intervalo de 300 K a 500 K no lleva a cometer un porcentaje de error significativo con respecto al valor integrado. En el intervalo de 300 K a 800 K, este error aumenta hasta un 1,3 por 100.

EJEMPLO 7.5

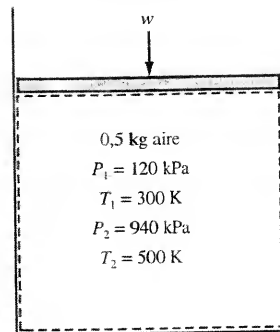


Figura 7.11. Esquema y datos del Ejemplo 7.5.

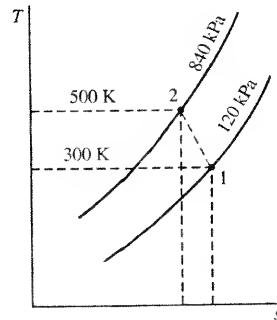


Figura 7.12. Representación del camino del proceso descrito en el Ejemplo 7.5 en un diagrama Ts .

En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime medio kilogramo de aire, a 300 K y 120 kPa, hasta 500 K y 940 kPa. (a) Determinése la variación de entropía en kJ/K. (b) determinése el sentido de cualquier transferencia de calor por medio del balance de entropía.

Solución

Datos. Se comprime aire en un dispositivo cilindro-émbolo, como se ilustra en la Figura 7.11.

Incógnitas. (a) ΔS en kJ/K, y (b) sentido de Q a partir del balance de entropía.

Modelo. Gas ideal, sistema cerrado.

Metodología. Emplear la expresión de Δs para un gas ideal.

Análisis. La variación de entropía es igual a $\Delta S = m\Delta s$.

(a) La variación de entropía específica de un gas ideal viene dada por

$$\Delta s = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

Por tanto, la variación total de entropía en el proceso resulta

$$\Delta S = m\Delta s = 0,5 \text{ kg} \left(2,21952 - 1,70203 - \frac{8,314}{29} \ln \frac{940}{120} \right) \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} = -0,0363 \text{ kJ/K}$$

Este proceso se muestra en el diagrama Ts de la Figura 7.12.

(b) El balance de entropía para el sistema cerrado es

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

Como ΔS es negativo y $\sigma \geq 0$, la relación anterior exige que Q sea *negativo*, esto es, ha de salir del sistema durante la compresión. Si el proceso de compresión fuera internamente reversible, la variación de entropía sería igual a la transferencia de entropía. Sin embargo, $\sigma > 0$ si el proceso fuese irreversible. Cuanto mayor sea el valor de σ (mayor irreversibilidad), mayor será la cesión de calor por parte del sistema.

7.4. VARIACIÓN DE ENTROPÍA DE UNA SUSTANCIA INCOMPRESIBLE

Partiendo de la primera de las ecuaciones Tds , se tiene que la ecuación general para la variación de entropía de una sustancia simple compresible cualquiera es

$$ds = \frac{du}{T} + \frac{Pdv}{T} \quad [7.14]$$

Una sustancia incompresible se define como una sustancia de volumen específico constante. Como en este caso dv es cero, la Ecuación [7.5] anterior queda reducida a

$$ds = \frac{du}{T}$$

Además, recuérdese del Capítulo 4 que la energía interna de una sustancia incompresible viene dada por

$$du = c_v dT \quad [4.8]$$

y las capacidades térmicas específicas a volumen y a presión constantes son iguales; esto es

$$c_p = c_v = c \quad [4.11]$$

Empleando las relaciones anteriores para una sustancia incompresible se obtiene que la variación de entropía de una sustancia incompresible viene dada por

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{cdT}{T} \quad (\text{incompresible}) \quad [7.24]$$

En muchos casos resulta apropiado utilizar un valor medio de la capacidad térmica específica en el intervalo de temperatura en estudio, así que

$$s_2 - s_1 = c_m \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (\text{incompresible}) \quad [7.25]$$

En aquellos casos en que la capacidad térmica específica varía significativamente con la temperatura será necesario integrar la Ecuación [7.24] introduciendo primero una relación funcional de c con T .



La variación de entropía de una sustancia incompresible es función solamente de qué propiedad intensiva?

EJEMPLO 7.6

Dos trozos de cobre, A y B, tienen masas de 1 kg y 3 kg y temperaturas iniciales de 0 °C y 200 °C, respectivamente. Se ponen en contacto térmico y se les deja que alcancen una temperatura de equilibrio, estando aislados del entorno. Determinése (a) la variación de entropía de cada trozo de cobre, y (b) la generación de entropía en el proceso, en kJ/K.

Solución

Datos. Se ponen en contacto térmico dos trozos de cobre, como se ilustra en la Figura 7.13.

Incógnitas. (a) ΔS de cada trozo en kJ/K, y (b) σ en kJ/K.

Modelo. Sustancia incompresible; sistema cerrado, en reposo y adiabático.

Metodología. Plantear un análisis energético para obtener la temperatura final. Calcular el valor de ΔS de cada trozo de cobre y aplicar el balance de entropía para hallar σ .

Análisis. Aunque el proceso es internamente *irreversible*, la variación de entropía de un sólido incompresible sigue expresándose por la Ecuación [7.25]

$$\Delta S = mc_m \ln \frac{T_2}{T_1}$$

Aislamiento

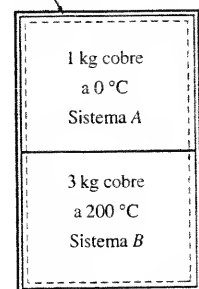


Figura 7.13. Esquema y datos del Ejemplo 7.6.

La incógnita de esta ecuación aplicada a cada trozo de cobre es la temperatura final de equilibrio T_2 , que se obtiene del análisis energético. La ecuación básica de la energía aplicada a un sistema cerrado en reposo, compuesto por dos trozos de cobre, es

$$\Delta U = Q + W$$

El sistema global está aislado, de modo que $Q = 0$. Si los trozos de cobre se suponen incompresibles, se tiene entonces que $W = 0$. Por tanto, para el sistema compuesto $\Delta U = \Delta U_A + \Delta U_B = 0$. Recordando que $\Delta u = c_m \Delta T$ para una sustancia incompresible, se tiene

$$[mc_m(T_2 - T_1)]_A + [mc_m(T_2 - T_1)]_B = 0$$

Los datos de la Tabla A.4 indican que la capacidad térmica específica del cobre sólo varía desde 0,381 hasta 0,403 kJ/kg · °C en un intervalo entre 0 °C y 200 °C. Para simplificar el primer análisis, se supone que c_m es el mismo para ambos sólidos. Como consecuencia, c_m desaparece de la ecuación anterior. Sustituyendo valores conocidos se obtiene

$$1(T_2 - 0) + (T_2 - 200) = 0$$

$$T_2 = 150 \text{ °C}$$

Si se utilizasen en el balance de energía las capacidades térmicas específicas medias, entre 0 y 150 °C para A y entre 150 °C y 200 °C para B, iguales a 0,390 kJ/kg · °C y 0,400 kJ/kg · °C respectivamente, el valor de T_2 sólo cambiaría a 151 °C.

(a) Con el valor de $T_2 = 150 \text{ °C}$, las variaciones de entropía, utilizando valores medios de c , son

$$\Delta S_A = 1(0,390) \text{ kJ/K} \times \ln \frac{423}{273} = 0,171 \text{ kJ/K}$$

$$\Delta S_B = 3(0,400) \text{ kJ/K} \times \ln \frac{423}{473} = -0,134 \text{ kJ/K}$$

(b) La reversibilidad o irreversibilidad del proceso global se determina por medio del balance general de entropía aplicado al sistema cerrado compuesto

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

El calor transferido al sistema cerrado compuesto es cero; por tanto, la transferencia de entropía es cero. Como consecuencia, la generación de entropía $\sigma = \Delta S$ para el proceso global. La variación de entropía es justo la suma de la de los subsistemas A y B. Así,

$$\sigma = \Delta S = [0,171 + (-0,134)] \text{ kJ/K} = 0,037 \text{ kJ/K}$$

Según la Ecuación [6.52], el proceso es posible, pero irreversible.

Comentario. Los valores de la generación de entropía para los subsistemas A y B no pueden evaluarse por separado porque no se conoce el valor de la transferencia de entropía en el punto del contacto térmico.

EJEMPLO 7.7

Se calienta y se comprime agua en estado de líquido saturado a 40 °C, hasta 80 °C y 75 bar. Estímese la variación de entropía (a) suponiendo modelo de fluido incompresible, (b) empleando valores de saturación para el líquido, y (c) utilizando la tabla de líquido comprimido, en kJ/kg · K.

Solución

Datos. Se calienta y se comprime agua en estado de líquido saturado a 40 °C, hasta 80 °C y 75 bar. En el diagrama Ts de la Figura 7.14 se indica el proceso.

Incógnitas. Δs en kJ/kg · K (a) suponiendo modelo de sustancia incompresible, (b) empleando valores de saturación, y (c) utilizando valores de líquido comprimido.

Modelo. Los especificados en el epígrafe incógnitas.

Análisis. (a) Suponiendo modelo de sustancia incompresible, $\Delta s = c \ln(T_2/T_1)$. La capacidad térmica específica del líquido en ese intervalo de temperatura, tomada de la Tabla A.4, es aproximadamente igual a 4,187 kJ/kg · K. Por tanto

$$\Delta s = 4,187 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times \ln \frac{353}{313} = 0,504 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

(b) En ausencia de datos de líquido comprimido para el estado 2, se pueden utilizar los datos de líquido saturado a la temperatura dada. Empleando los datos de la Tabla A.12, se tiene que

$$\Delta s = s_{f,80} - s_{f,40} = (1,0753 - 0,5725) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,5028 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Este resultado es bastante preciso, ya que los datos de las propiedades en la zona de líquido comprimido dependen de la temperatura y no mucho de la presión.

(c) Se encuentra que la entropía del estado 2 del apartado b es más precisa utilizando los datos de líquido comprimido de la Tabla A.15. Por tanto

$$\Delta s = (1,0704 - 0,5725) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,4979 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Este último resultado es el más preciso, pues está basado en datos experimentales.

Comentario. El empleo de datos de líquido saturado en el apartado b hace que el error cometido sea del 1 por 100, mientras que el error que se comete en el apartado a al suponer fluido incompresible es del 1,2 por 100. Por tanto, la expresión de Δs para una sustancia incompresible conduce a un resultado razonable cuando no se tienen datos tabulados del estado líquido.

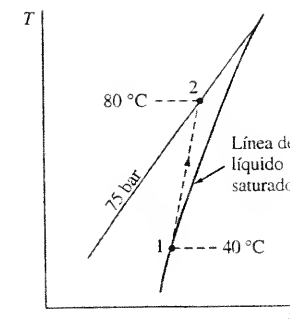


Figura 7.14. Diagrama Ts del proceso del Ejemplo 7.7.

7.5. APLICACIÓN DEL BALANCE DE ENTROPÍA A UN VOLUMEN DE CONTROL EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Se estudia ahora el balance de entropía general desarrollado para un volumen de control en el Apartado 6.7.1, en función de las hipótesis del modelo, y después se aplica a varios procesos en régimen estacionario.

7.5.1. BALANCES DE ENTROPÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

En el Apartado 6.7.1 se desarrolla una expresión general para el balance de entropía de un volumen de control con flujo uniforme. El resultado (Ec. [6.43]) se repite a continuación

$$\frac{dS_{VC}}{dt} = \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{VC} \quad [7.26]$$

donde los términos del segundo miembro tienen en cuenta el transporte y la generación de entropía en el volumen de control. En la ecuación anterior se mide el

sentido de \dot{Q}_j respecto al volumen de control. Puesto en palabras, la Ecuación [7.26] puede escribirse como sigue para un volumen de control

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación de} \\ \text{la entropía} \\ \text{con el tiempo} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Flujo de entropía} \\ \text{debido al} \\ \text{flujo de masa} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Flujo de entropía} \\ \text{debido al} \\ \text{flujo de calor} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Producción de entropía} \\ \text{por unidad de tiempo debida} \\ \text{a las irreversibilidades} \end{array} \right)$$

Por tanto, las tres contribuciones físicas a la variación de entropía en cualquier volumen de control son la transferencia de masa, la transferencia de calor y las irreversibilidades internas. Las dos primeras contribuciones, cuando existen, pueden ser positivas o negativas. El tercer término, cuando existe, es siempre positivo. En el esquema del volumen de control con una entrada y una salida de la Figura 7.15 se muestran estos términos.

El término del sumatorio $\sum \dot{Q}_j/T_j$ de la Ecuación [7.26] puede resultar difícil de evaluar numéricamente, porque los valores de \dot{Q}_j y T_j no se conocen en todas las partes de la superficie de control. Esta dificultad de cálculo puede evitarse por dos procedimientos. Primero, cuando la variación de T_j a lo largo de la frontera del volumen de control es bastante pequeña, resulta razonablemente preciso sustituir T_j por una *temperatura de frontera constante* T_f . Es decir

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación de la entropía} \\ \text{con el tiempo debida al} \\ \text{flujo de calor} \end{array} \right) = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} \approx \frac{\dot{Q}}{T_f}$$

El valor de T_f suele tomarse igual a la media aritmética de las temperaturas del fluido a la entrada y a la salida $T_{f,m}$.

La segunda aproximación consiste en colocar la superficie de control donde se conocen las temperaturas de la frontera. Si esto amplía el volumen de control hasta incluir una masa adicional, esta masa debe incluirse en el análisis. Esta región adicional del volumen de control puede contener tanto una pared del equipo como una fina capa de aire (o de algún otro fluido) contigua a la pared. A menudo resulta razonable despreciar la masa adicional de esta región en los balances de energía y entropía. La Figura 7.16 muestra un volumen de control ampliado con transferencia de calor a través de la pared del equipo y una fina capa de aire exterior a la pared (a menudo se la denomina capa límite del fluido). La línea de trazos señala la frontera de un volumen de control ampliado que contiene tanto el volumen por el que circula el fluido como la región en la que tiene lugar

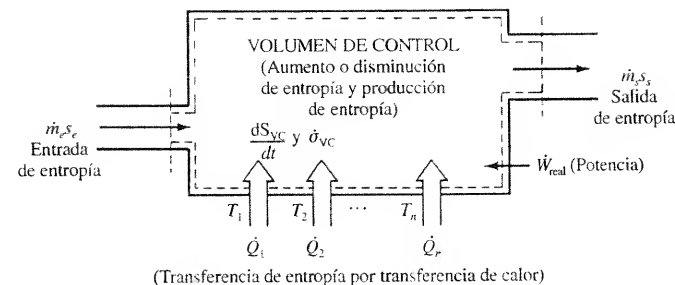


Figura 7.15. Esquema para contabilizar de manera general la entropía en un volumen de control.

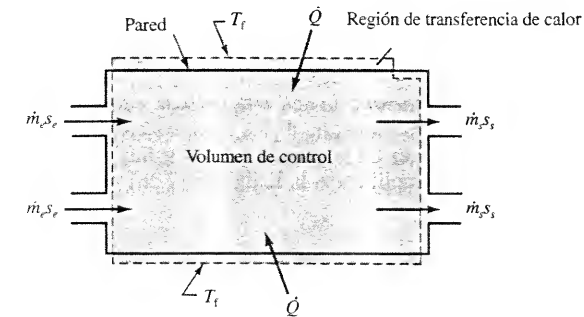


Figura 7.16. Volumen de control ampliado que incluye la región de transferencia de calor.

la transferencia de calor. En muchas situaciones, esta región de transferencia de calor puede rodear por completo a la superficie de control a través de la cual no se está transfiriendo masa.

7.5.2. HIPÓTESIS PARA ESTABLECER MODELOS Y BALANCE DE ENTROPÍA EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

La Ecuación [7.26] es la expresión básica del balance de entropía referido a la unidad de tiempo para un volumen de control, y se repite aquí para facilitar su referencia en la discusión que sigue.

$$\frac{dS_{vc}}{dt} = \sum_{ent} \dot{m}_e s_e - \sum_{sal} \dot{m}_s s_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{vc} \quad [7.26]$$

Esta ecuación es el punto de arranque habitual para la mayoría de los análisis de volúmenes de control. Al igual que ocurre con las formas de los principios de conservación de la masa y la energía referidos a la unidad de tiempo, pueden formularse numerosas hipótesis para simplificar esta ecuación general en algunas aplicaciones específicas.

A continuación se describen algunas de las hipótesis más comunes empleadas para establecer modelos a la vez que se muestra su efecto en el balance de entropía.

A. Sistema cerrado. Esto es lo mismo que suponer que no hay flujo de masa a través de la frontera del sistema ($\dot{m} = 0$). En estas condiciones, la Ecuación [7.26] se reduce a la conocida forma del balance de entropía para sistemas cerrados

$$\frac{dS_{mc}}{dt} = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{mc}$$

B. Sistema en régimen estacionario. La hipótesis de régimen estacionario exige que las propiedades intensivas en cualquier punto del interior del sistema no cambien con el tiempo, y por tanto el tiempo deja de ser una variable del análisis. En estas condiciones, la cantidad de entropía en el volumen de control S_{vc} es independiente del tiempo y $dS_{vc}/dt = 0$. La Ecuación [7.26] se convierte entonces en

$$0 = \sum_{ent} \dot{m}_e s_e - \sum_{sal} \dot{m}_s s_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{vc} \quad [7.27]$$

Esta ecuación puede ordenarse de muchos modos, dependiendo de la información disponible en el análisis.

C. Sistema en régimen estacionario con una entrada y una salida. En estas condiciones sobran los signos sumatorio de los términos con flujos másicos en el balance de entropía. Llamando 1 a la entrada y 2 a la salida y recordando que en este caso $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, puede simplificarse la Ecuación [7.26] para dar

$$0 = \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{VC} \quad \text{o} \quad 0 = s_1 - s_2 + \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + \sigma_{m,VC} \quad [7.28]$$

De nuevo, esta ecuación puede reorganizarse, dependiendo del objetivo del estudio y de la información disponible.

Cada uno de estos casos especiales es el resultado de aplicar correctamente una o más hipótesis del modelo en la expresión básica referida a la unidad de tiempo del balance de entropía (Ec. [7.26]). La forma a aplicar de la ecuación deberá desarrollarse siempre para el contexto específico del análisis. Se va a mostrar este procedimiento en los ejemplos siguientes.

7.5.3. EJEMPLOS DEL ANÁLISIS DE LA SEGUNDA LEY EN PROCESOS DE RÉGIMEN ESTACIONARIO

Los ejemplos siguientes ilustran el uso del balance de entropía en el estudio de algunos procesos en régimen estacionario.

EJEMPLO 7.8

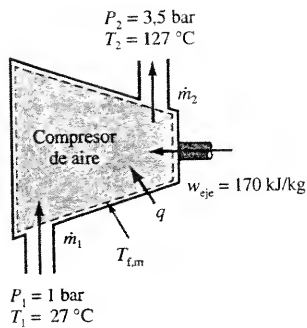


Figura 7.17. Esquema y datos del Ejemplo 7.8.

Se comprime aire a 1 bar y 27 °C hasta 3,5 bar y 127 °C en un dispositivo en régimen estacionario. Entre el aire y el ambiente a 27 °C existe transferencia de calor y el trabajo en eje real de entrada es 170,0 kJ/kg. (a) Determinése el calor transferido al aire que atraviesa el compresor, en kJ/kg. A continuación determinése la producción de entropía en kJ/kg · K para (b) el volumen de control correspondiente al aire que atraviesa el compresor, (c) el volumen de control que incluye la corriente de aire y el entorno inmediatamente próximo donde ocurre la transferencia de calor, y (d) el volumen de control que contiene solamente la zona de transferencia de calor.

Solución

Datos. Compresión estacionaria de aire, según se muestra con los datos en la Figura 7.17.

Incógnitas. (a) q para el aire en kJ/kg y σ_m para (b) la corriente de aire, (c) el sistema compuesto por el aire y la zona de transferencia de calor, y (d) la zona de transferencia de calor sola, en kJ/kg · K.

Modelo. Volúmenes de control en régimen estacionario con Δe_c y Δe_p despreciables, gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes.

Metodología. Aplicar los balances de masa, energía y entropía, junto con las ecuaciones apropiadas para las propiedades del gas ideal.

Análisis. (a) Se puede calcular el calor transferido a partir del balance de energía aplicado al compresor. Si se modela el compresor como un volumen de control en régimen

estacionario con una entrada (1) y una salida (2), el balance másico se convierte en $\dot{m}_1 = \dot{m}_2$, y el balance de energía queda

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1(h + e_c + e_p)_1 - \dot{m}_2(h + e_c + e_p)_2$$

Dividiendo el balance de energía entre \dot{m} y teniendo en cuenta que Δe_c y Δe_p son despreciables, se obtiene la relación $0 = q + w - \Delta h$. En el caso de un gas ideal de capacidades térmicas específicas constantes, $\Delta h = c_{p,m} \Delta T$. Resolviendo en el término del calor transferido, se tiene

$$q = \Delta h - w = c_{p,m} \Delta T - w$$

El valor medio de c_p a la $T_m = 350$ K, tomado de la Tabla A.3, es igual a 1,008 kJ/kg · K. Sustituyendo los valores conocidos se obtiene

$$q = 1,008 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times (400 - 300)\text{K} - 170 \text{ kJ/kg} = -69,2 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, el aire cede calor en el compresor.

(b) La producción de entropía del aire se puede determinar por medio del balance de entropía aplicado al mismo volumen de control que se muestra en la Figura 7.17, a saber,

$$0 = s_1 - s_2 + \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + \sigma_{m,VC}$$

La variación de entropía específica de un gas ideal de capacidades térmicas específicas constantes puede calcularse como

$$\begin{aligned} \Delta s &= s_2 - s_1 = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \\ &= 1,008 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \times \ln \frac{400}{300} - 0,287 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \times \ln \frac{3,5}{1} = -0,0696 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

donde $R = R_u/M = 8,314/28,97 = 0,287$ kJ/kg · K. En la Figura 7.18 se representa en un diagrama Ts el proceso de compresión. Como se describió en el Apartado 7.1.1, las líneas de presión constante en la zona gaseosa de un diagrama Ts van desde abajo a la izquierda hacia arriba a la derecha.

Para evaluar el término de transporte de entropía se necesita información detallada sobre la temperatura de la superficie. Como aproximación, considérese que toda la transferencia de calor tiene lugar a la temperatura que es media aritmética de las temperaturas de entrada y salida, $T_{f,m} = 350$ K. Entonces, se puede reordenar el balance de entropía para obtener la generación de entropía dentro del compresor.

$$\begin{aligned} \sigma_{m,aire} &= \Delta s - \frac{q_{vc}}{T_{f,m}} = -0,0696 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} - \frac{-69,2 \text{ kJ/kg}}{350 \text{ K}} \\ &= -0,0696 + 0,1977 = 0,1281 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

Téngase en cuenta que el resultado, por depender fuertemente de la estimación de la temperatura de la frontera, es sólo una aproximación.

(c) La generación de entropía dentro del volumen de control que contiene al compresor y a su entorno inmediato donde tiene lugar la transferencia de calor se obtiene aplicando el balance de entropía a este sistema ampliado, según se muestra en la Figura 7.19. En este caso, el sistema ampliado tiene una temperatura de frontera uniforme y constante, igual a la temperatura del ambiente, 27 °C. Además, en régimen estacionario, el calor transferido desde el aire es también el calor transferido al ambiente. Como consecuencia, el balance de entropía para este volumen de control compuesto (comp) es

$$\begin{aligned} \sigma_{m,comp} &= s_2 - s_1 - \frac{q}{T_{amb}} = \left(-0,0696 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} - \frac{-69,2 \text{ kJ/kg}}{300 \text{ K}} \right) \\ &= (-0,0696 + 0,2307) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,161 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

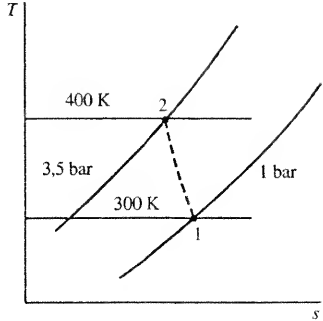


Figura 7.18. Diagrama del proceso del Ejemplo 7.8.

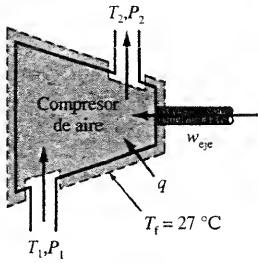


Figura 7.19. Sistema ampliado del Ejemplo 7.8.

Este valor es exacto para el volumen de control especificado, porque la temperatura de la frontera es constante y conocida.

(d) En este caso, el volumen de control es la zona de transferencia de calor entre la corriente de aire y el entorno. Es el mismo calor el que entra en dicha zona a una temperatura media de 350 K y sale a la temperatura del ambiente, 27 °C. Por tanto, el balance de entropía en régimen estacionario queda reducido a

$$0 = \left(\frac{\dot{Q}}{T_{\text{amb}}} - \frac{\dot{Q}}{T_{f,m}} \right) + \dot{\sigma}_Q$$

Dividiendo la expresión entre \dot{m} y resolviendo en la producción de entropía se tiene

$$\sigma_{m,Q} = q \left(\frac{1}{T_{\text{amb}}} - \frac{1}{T_{f,m}} \right)$$

La sustitución de los datos proporciona

$$\begin{aligned} \sigma_{m,Q} &= 69,2 \text{ kJ/kg} \times \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{350} \right) \frac{1}{\text{K}} \\ &= 0,0330 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

donde $\sigma_{m,Q}$ es el símbolo empleado para la generación de entropía en una región donde hay transferencia de calor, desarrollada en el Apartado 6.10.2.

Comentario. El segundo volumen de control elegido es simplemente el sistema compuesto por el primero y el tercero de los volúmenes de control estudiados. Por tanto, los términos de generación de entropía deberían estar relacionados mediante la ecuación $\sigma_{\text{comp}} = \sigma_{\text{aire}} + \sigma_Q$. Los valores de σ calculados anteriormente apoyan este resultado. Aunque los cálculos para el sistema compuesto son los más exactos, no proporcionan información sobre las contribuciones relativas de las diversas fuentes de irreversibilidad. Empleando los dos subsistemas más pequeños y las hipótesis apropiadas para modelar el compresor y el entorno inmediato se encuentra que aproximadamente el 80 por 100 de la producción de entropía tiene lugar durante el proceso de compresión, y el 20 por 100 restante se debe a la transferencia de calor con una diferencia finita de temperatura. Como con cualquier cálculo, los valores reales dependen de las hipótesis formuladas para modelar el sistema.

EJEMPLO 7.9

En un condensador refrigerado por aire entra refrigerante 134a como vapor sobrecalentado a 12 bar y 60 °C, y sale como líquido saturado a 12 bar. Sobre los tubos del condensador se hace circular aire atmosférico a 35 °C, que sale a 45 °C. El calor transferido entre las dos corrientes fluidas es igual a 25 MJ/h. Las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables. Determínese (a) los flujos másicos de R-134a y de aire en kg/h, (b) la producción de entropía por unidad de tiempo en el condensador, en kJ/kg · K, y (c) la variación de energía cinética del R-134a en kJ/h, si el diámetro del tubo es 2,0 cm. (d) ¿Es una hipótesis razonable despreciar la variación de energía cinética para establecer el modelo?

Solución

Datos. El R-134a se condensa en el condensador refrigerado por aire mostrado en la Figura 7.20.

Incógnitas. (a) \dot{m} del R-134a y del aire en kg/h, (b) $\dot{\sigma}$ en kJ/h · K, y (c) Δe_c del R-134a en kJ/h.

Modelo. El aire es gas ideal; sistema abierto en régimen estacionario; las variaciones de e_c y e_p son despreciables.

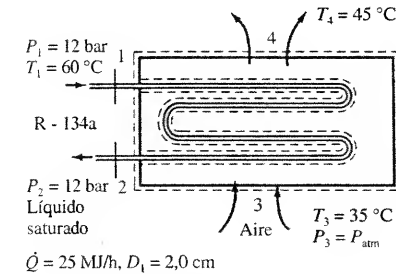


Figura 7.20. Esquema y datos del Ejemplo 7.9.

Metodología. Aplicar los balances de masa, energía y entropía. Utilizar los datos de las propiedades del R-134a y los datos del aire como gas ideal.

Análisis. (a) Para obtener los flujos másicos, considérense dos sistemas abiertos por separado, la parte del refrigerante y la parte del aire. Para la corriente del R-134a con $P_1 = P_2 = 12$ bar, $T_1 = 60$ °C:

Balance de masa: $0 = \dot{m}_1 - \dot{m}_2 \quad \text{o} \quad \dot{m}_1 = \dot{m}_2 = \dot{m}_{\text{ref}}$

Balance de energía: $0 = -\dot{Q}_{\text{ref,ced}} + \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2$
o $\dot{Q}_{\text{ref,ced}} = \dot{m}_{\text{ref}}(h_1 - h_2)$

Datos: $h_1 = 287,44$ kJ/kg (Tabla A.18)
y $h_2 = h_f = 115,76$ kJ/kg (Tabla A.17)

Y el resultado es

$$\dot{m}_{\text{ref}} = \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{-\Delta h} = \frac{25.000 \text{ kJ/h}}{(287,44 - 115,76) \text{ kJ/kg}} = 145,6 \text{ kg/h}$$

Para la corriente de aire en la que $T_1 = 35$ °C y $T_2 = 45$ °C

Balance de masa: $0 = \dot{m}_3 - \dot{m}_4 \quad \text{o} \quad \dot{m}_3 = \dot{m}_4 = \dot{m}_{\text{aire}}$

Balance de energía: $0 = -\dot{Q}_{\text{aire,sum}} + \dot{m}_3 h_3 - \dot{m}_4 h_4$
o $\dot{Q}_{\text{aire,sum}} = \dot{m}_{\text{aire}}(h_4 - h_3)$

Datos: $h_4 - h_3 = c_{p,m}(T_4 - T_3)$
y $c_{p,m} = 1,005$ kJ/kg · K (Tabla A.3)

Y el resultado es

$$\dot{m}_{\text{aire}} = \frac{\dot{Q}_{\text{sum}}}{c_{p,m} \Delta T} = \frac{25.000 \text{ kJ/h}}{1,005 \text{ kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C} \times (45 - 35)^\circ\text{C}} = 2.488 \text{ kg/h}$$

(b) Para obtener la producción de entropía, se elige todo el cambiador de calor como sistema abierto. El balance de entropía en régimen estacionario es

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{m}_1 s_1 + \dot{m}_3 s_3 - \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_4 s_4 + \dot{\sigma}$$

Suponiendo que no hay transferencia de calor en las fronteras, reordenando se tiene

$$\dot{\sigma} = \dot{m}_{\text{ref}}(s_2 - s_1) + \dot{m}_{\text{aire}}(s_4 - s_3)$$

Para la corriente de R-134a,

$s_1 = 0,9526 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ (Tabla A.18) y $s_2 = 0,4164 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ (Tabla A.17)

Para el aire como gas ideal y suponiendo que la caída de presión en esa corriente es despreciable

$s_4 - s_3 = c_{p,m} \ln \frac{T_4}{T_3} - R \ln \frac{P_4}{P_3} = 1,005 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \ln \frac{45 + 273}{35 + 273} = 0,03211 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$

Como consecuencia, la producción de entropía por unidad de tiempo es igual a

$$\dot{\sigma} = 145,6 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \times (0,4164 - 0,9527) \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} + 2,488 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \times 0,03211 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}}$$

$$= (-78,09 + 79,89) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 1,80 \text{ kJ/(K} \cdot \text{h)}$$

(c) La variación de energía cinética por unidad de tiempo viene dada por $\Delta \dot{E}_c = \dot{m}(V_2^2 - V_1^2)/2$. Por otra parte, a partir de la definición de \dot{m} en la ecuación de continuidad, se tiene que $V = \dot{m}v/A$. El área de entrada y salida de la corriente de R-134a es

$A_1 = A_2 = \frac{\pi D^2}{4} = \frac{\pi(0,020)^2}{4} \text{ m}^2 = 3,142 \times 10^{-4} \text{ m}^2$

A la entrada $v_1 = 0,01835 \text{ m}^3/\text{kg}$. De ahí que la velocidad del R-134a a la entrada sea

$V_1 = \frac{\dot{m}v_1}{A_1} = \frac{145,6 \text{ kg/h}}{3,142 \times 10^{-4} \text{ m}^2} \times 0,01835 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = 8.504 \text{ m/h} = 2,36 \text{ m/s}$

Análogamente, a la salida donde $v_2 = v_f = 0,0008928 \text{ m}^3/\text{kg}$, la velocidad es

$V_2 = \frac{\dot{m}v_2}{A_2} = \frac{145,6 \text{ kg/h}}{3,142 \times 10^{-4} \text{ m}^2} \times 0,0008928 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} = 414 \text{ m/h} = 0,115 \text{ m/s}$

Resolviendo para obtener la variación de energía cinética por unidad de tiempo

$$\Delta \dot{E}_c = 145,6 \frac{\text{kg}}{\text{h}} \left[\frac{(0,115)^2}{2} - \frac{(2,36)^2}{2} \right] \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2}$$

$$= -404,5 \frac{\text{kg} \cdot \text{m}^2}{\text{h} \cdot \text{s}^2} \times \frac{\text{kJ} \cdot \text{s}^2}{1.000 \text{ kg} \cdot \text{m}^2} = -0,40 \text{ kJ/h}$$

(d) La variación de energía cinética, comparada con el flujo de calor de 25.000 kJ/h es despreciable.

Comentario. La producción de entropía por unidad de tiempo en el interior del cambiador de calor, debida a la transferencia de calor, puede estimarse suponiendo que la transferencia de calor desde el R-134a tiene lugar a la temperatura de saturación a 12 bar, a saber, 46,32 °C o 319,47 K, y que el aire recibe el calor a la temperatura media del aire, igual a 40 °C o 313,15 K. La producción de entropía en régimen estacionario se estima en

$\dot{\sigma} = \frac{\dot{Q}_{\text{ced}}}{T_{\text{aire}}} - \frac{\dot{Q}_{\text{sum}}}{T_{\text{ref}}} = 25.000 \text{ kJ/h} \left(\frac{1}{313,15} - \frac{1}{319,47} \right) \frac{1}{\text{K}} = 1,58 \text{ kJ/k} \cdot \text{K}$

Esta estimación representa aproximadamente el 90 por 100 del valor real.

EJEMPLO 7.10

Considérese el calentador abierto del agua de alimentación estudiado en el Ejemplo 5.8. Los balances de masa y energía aplicados al dispositivo en régimen estacionario dieron como resultado que de la corriente 1 de vapor de agua sobrecalentado a 5 bar y 200 °C entra 1 kg/s. De la corriente 2 entran 4,75 kg/s de agua subenfriada a 5 bar y 40 °C, y de la corriente 3 salen 5,75 kg/s de agua en estado de líquido saturado a 5 bar. Déterminese la generación de entropía por unidad de tiempo en el proceso de mezcla, en kJ/K · s.

Solución

Datos. Mezcla de dos corrientes, según se indica en la Figura 7.21.

Incógnitas. $\dot{\sigma}_{\text{VC}}$ en kJ/K · s.

Modelo. Régimen estacionario, adiabático.

Metodología. Emplear el balance de entropía en un volumen de control.

Análisis. El balance de entropía en régimen estacionario aplicado al volumen de control de la Figura 7.21 es

$$0 = \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{VC}}$$

Resolviendo para la generación de entropía por unidad de tiempo, en el interior del calentador abierto y adiabático, con dos entradas y una salida

$$\dot{\sigma}_{\text{VC}} = s_3 \dot{m}_3 - s_1 \dot{m}_1 - s_2 \dot{m}_2$$

Las entropías específicas en los estados 1, 2 y 3 tomadas de las Tablas A.14, A.12 y A.13 son 7,0592, 0,5725 y 1,8607 kJ/kg · K, respectivamente. La sustitución de estos valores da

$$\dot{\sigma}_{\text{VC}} = [1,8607(5,75) - 7,0592(1) - 0,5725(4,75)] \text{ kJ/K} \cdot \text{s}$$

$$= (10,70 - 7,06 - 2,72) \text{ kJ/K} \cdot \text{s} = 0,92 \text{ kJ/K} \cdot \text{s}$$

Comentario. La generación de entropía por unidad de tiempo sale positiva, de acuerdo con la segunda ley, y se debe a la mezcla irreversible de corrientes a distinta temperatura.

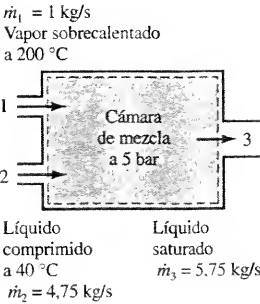


Figura 7.21. Esquema del proceso de mezcla del Ejemplo 7.10.

EJEMPLO 7.11

Se somete agua líquida, cuando circula en régimen estacionario a 5 bar y 20 °C, a un proceso de estrangulamiento hasta 1 bar en una válvula aislada térmicamente. Supóngase que las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables. Déterminese (a) la variación de temperatura, y (b) la producción de entropía en kJ/kg · K.

Solución

Datos. Se somete agua a un proceso de estrangulamiento, según se indica en la Figura 7.22.

Incógnitas. (a) ΔT , y (b) σ en kJ/kg · K.

Modelo. Régimen estacionario, proceso adiabático.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía al proceso de flujo.

Análisis. Los balances de masa, energía y entropía aplicados al volumen de control de la Figura 7.22 son

$$0 = \dot{m}_1 - \dot{m}_2$$

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1(h + e_c + e_p)_1 - \dot{m}_2(h + e_c + e_p)_2$$

$$0 = \dot{m}_1 s_1 - \dot{m}_2 s_2 + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{VC}}$$

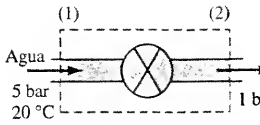


Figura 7.22. Esquema y datos del proceso de estrangulamiento del Ejemplo 7.11.

Para este proceso, $\dot{Q} = \dot{W} = 0$ y $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$. Así, las ecuaciones de la energía en régimen estacionario quedan

$$0 = h_1 - h_2 \quad \text{o} \quad h_2 = h_1$$

Resolviendo el balance de entropía en el término de producción, se tiene por unidad de masa

$$0 = s_1 - s_2 + \sigma_{m,VC} \quad \text{o} \quad \sigma_{m,VC} = s_2 - s_1$$

(a) Para evaluar la variación de temperatura es necesario relacionar la variación de entalpía con la temperatura. A 5 bar y 20 °C el agua es líquido comprimido. Se supondrá que el agua se mantiene en estado líquido y de este modo se podrá aplicar el modelo de sustancia incompresible. Aplicando este modelo a la ecuación de la energía

$$\Delta h_{ent} = c\Delta T + v\Delta P = 0 \quad \text{o} \quad \Delta T = \frac{v(P_1 - P_2)}{c}$$

La capacidad térmica específica del agua, tomada de la Tabla A.4, es aproximadamente igual a 4,186 kJ/kg · K y el volumen específico $v \approx v_f$ a 20 °C, tomado de la Tabla A.12, es igual a $1,002 \times 10^{-3}$ m³/kg. Con esto

$$\Delta T = \frac{1,002 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}}{4,186 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}} \times (5 - 1) \text{ bar} \times \frac{100 \text{ kJ}}{\text{bar} \cdot \text{m}^3} = 0,096 \text{ K}$$

Por tanto, la hipótesis de que el agua a la salida es líquida resulta correcta y el modelo de sustancia incompresible, aceptable.

(b) La generación de entropía es $\sigma_{m,VC} = s_2 - s_1$. Para un fluido incompresible, $\Delta s = c \ln T_2/T_1$. Por consiguiente

$$\sigma_{m,VC} = c \ln \frac{T_2}{T_1} = 4,186 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times \ln \frac{293,25}{293,15} = 0,00143 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

El resultado es positivo, tal como era de esperar en un proceso irreversible.

Comentarios. (1) Este proceso resulta equivalente al de dejar salir agua por un grifo. Adviértase que la piel humana no detectaría el aumento de temperatura. El valor numérico de la generación de entropía es sensible al número de cifras significativas empleado en las dos temperaturas.

(2) Bajo determinadas condiciones, el estado a la salida puede ser bifásico.

(3) Si el fluido hubiese sido un gas ideal, el análisis habría conducido a que $T_2 = T_1$ y $\sigma = -R \ln(p_2/p_1)$.

7.6. EXPRESIONES DEL TRABAJO EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

En este apartado se desarrolla una ecuación general para el trabajo en eje en un proceso en régimen estacionario internamente reversible. A continuación se amplía esta expresión a los procesos politrópicos.

7.6.1. EXPRESIÓN DEL TRABAJO MECÁNICO EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Al igual que se hizo para un sistema cerrado en el Apartado 7.2.1, es posible examinar la relación existente entre el trabajo internamente reversible y el trabajo real en un proceso en régimen estacionario. Como punto de partida se tienen los

balances de energía y entropía para un volumen de control con una entrada y una salida en régimen estacionario

$$0 = q + w - \Delta h - \Delta e_c - \Delta e_p$$

$$= s_1 - s_2 + \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + \sigma_m$$

Se escriben ahora estas ecuaciones para un cambio diferencial de la distancia dx en el sentido de la corriente y se reorganizan las ecuaciones. La ecuación de la energía queda

$$\delta w = dh + de_c + de_p - \delta q$$

y el balance de entropía se escribe

$$\delta q = Tds - T\delta\sigma_m$$

Sustituyendo δq , tomado del balance de entropía, en el balance de energía, se tiene

$$\delta w_{\text{real}} = dh + de_c + de_p - (Tds - T\delta\sigma_m)$$

$$= (dh - Tds) + de_c + de_p + T\delta\sigma_m$$

Esta ecuación todavía se puede simplificar más empleando la Ecuación [7.13], que es la segunda ecuación Tds : $Tds = dh - vdP$, para sustituir $dh - Tds$. El resultado es

$$\delta w_{\text{real}} = vdP + de_c + de_p + T\delta\sigma_m \quad [7.29]$$

Si se integra en toda la longitud del volumen de control, se obtiene el trabajo real por unidad de masa que atraviesa el dispositivo estacionario (est).

$$w_{\text{real}} = \int vdP + \Delta e_c + \Delta e_p + \int T\delta\sigma_m \quad [7.30]$$

Para un proceso *internamente reversible*, $\sigma_m = 0$

$$\delta w_{\text{est,rev}} = vdP + de_c + de_p \quad [7.31]$$

y su integración conduce a

$$w_{\text{est,rev}} = \int_1^2 vdP + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1) \quad [7.32]$$

Si los cambios de energía cinética y potencial son despreciables, la Ecuación [7.32] se reduce a

$$w_{\text{est,rev}} = \int vdP \quad [7.33]$$

Por último, si se sustituye la Ecuación [7.31] en la Ecuación [7.29],

$$\delta w_{\text{est,real}} = \delta w_{\text{est,rev}} + T\delta\sigma_m$$

Como consecuencia, análoga a la relación encontrada anteriormente para sistemas cerrados, se tiene que

$$\delta w_{\text{est,real}} \geq \delta w_{\text{est,rev}} \quad [7.34]$$

Así, en el análisis de compresores, bombas y ventiladores con *trabajo de entrada*

$$w_{\text{est,ent,real}} \geq w_{\text{est,ent,rev}} \quad (\text{compresor, bomba, ventilador}) \quad [7.35]$$

y para turbinas con *trabajo de salida*

$$w_{\text{est,sal,real}} \leq w_{\text{est,sal,rev}} \quad (\text{turbina}) \quad [7.36]$$

Aunque la Ecuación [7.32] se dedujo a partir del balance de energía para un volumen de control, también puede deducirse utilizando únicamente los principios de la mecánica. Estas ecuaciones para trabajo en eje reversible en régimen estacionario pueden utilizarse independientemente o junto con el análisis energético de un volumen de control. Téngase en cuenta que las Ecuaciones [7.32] y [7.33] son útiles desde el punto de vista cuantitativo solamente si se conoce una relación funcional entre v y P , y el proceso es internamente reversible.

Son precisos otros dos comentarios con respecto a las Ecuaciones [7.32] y [7.33]:

1. Para una variación dada de presión en un dispositivo de flujo estacionario que da o requiere trabajo, la cantidad de trabajo reversible se ve considerablemente afectada por el volumen específico del fluido. Por ejemplo, cuanto mayor es el volumen específico, mayor es el trabajo obtenido en el proceso de expansión en una turbina. De ahí que generalmente de las corrientes gaseosas se obtenga mucho más trabajo que de las corrientes de líquidos. Además, cuanto menor es el volumen específico, menor es el trabajo que se necesita. Por tanto, las bombas que trabajan con líquidos necesitan mucho menos trabajo reversible que los compresores de gases para el mismo ΔP . Estas conclusiones generales resultan igualmente válidas para flujos reales (irreversibles).
2. La ecuación $w = \int v dP$ solamente es válida para *procesos reversibles en régimen estacionario*. No debería confundirse con $w = \int -P dv$, que es el trabajo asociado con el trabajo reversible de compresión/expansión en un sistema cerrado, como se indica en la Figura 7.23.

El primer punto lo ilustra el ciclo simple de potencia de vapor. Los procesos de expansión y compresión se dan para el mismo ΔP . En el ciclo, la turbina expande un vapor mientras que la bomba comprime un líquido. De ahí que el trabajo que sale de la turbina (para mover un generador eléctrico) supera con creces al trabajo de entrada a la bomba en cada ciclo.

7.6.2. TRABAJO MECÁNICO REVERSIBLE EN RÉGIMEN ESTACIONARIO PARA PROCESOS POLITRÓPICOS

En el Apartado 2.6 se ha definido un proceso politrópico en gases como aquel en el que la relación entre v y P puede modelarse mediante la ecuación $Pv^n = c$, donde n es una constante conocida como exponente politrópico. En el Ejemplo 2.7 se muestra que el trabajo transferido $w_{\text{comp/exp}}$ para un proceso politrópico en un sistema cerrado viene dado por

$$w_{\text{comp/exp}} = - \int_1^2 P dv = \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{n - 1} \quad [7.37]$$

La compresión de gases en régimen estacionario, frecuentemente se modela como politrópica. En ese caso, la Ecuación [7.33] para el trabajo en eje en régimen estacionario ha de integrarse recurriendo a la relación politrópica. El resultado es

$$w_{\text{est,rev}} = \int_1^2 v dP = \int_1^2 c^{1/n} P^{-(1/n)} dP = \frac{nc^{1/n}(P_2^{(n-1)/n} - P_1^{(n-1)/n})}{n - 1}$$

La constante $c = P_1 v_1^n = P_2 v_2^n$. Por tanto

$$w_{\text{est,rev}} = \frac{n[P_2^{1/n} v_2(P_2^{(n-1)/n}) - P_1^{1/n} v_1(P_1^{(n-1)/n})]}{n - 1} = \frac{n(P_2 v_2 - P_1 v_1)}{n - 1} \quad [7.38]$$

Esta relación se aplica a cualquier proceso que se modele como politrópico, excepto cuando $n = 1$. Adviértase la similitud entre las Ecuaciones [7.37] y [7.38], válidas para procesos politrópicos de sistemas cerrados y en régimen estacionario, respectivamente. Las interpretaciones gráficas de estas dos ecuaciones, sin embargo, son bastante diferentes. Como se muestra en la Figura 7.24, el trabajo mecánico en régimen estacionario está representado en un diagrama Pv por el área que queda a la *izquierda* de la curva que representa el proceso. Recuérdese que el trabajo de compresión/expansión de un sistema cerrado está representado por el área *bajo* la curva.

En el caso de un gas ideal, la relación $Pv = RT$ también es válida y la Ecuación [7.38] adopta la forma

$$w_{\text{est,rev}} = \frac{nR(T_2 - T_1)}{n - 1} = \frac{nRT_1}{n - 1} \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.39]$$

Además, la combinación de las relaciones politrópica y de gas ideal proporciona

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n} \quad [7.40]$$

El empleo de esta relación presión-temperatura en la ecuación anterior proporciona una expresión útil para el trabajo en eje en régimen estacionario con cambios de energía cinética y potencial despreciables.

$$w_{\text{est,rev}} = \frac{nRT_1}{n - 1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n} - 1 \right] \quad (\text{gas ideal}) \quad [7.41]$$

La ecuación anterior está restringida a *procesos politrópicos de gases ideales*. El ejemplo siguiente ilustra los cálculos con las ecuaciones de procesos politrópicos para un gas ideal.

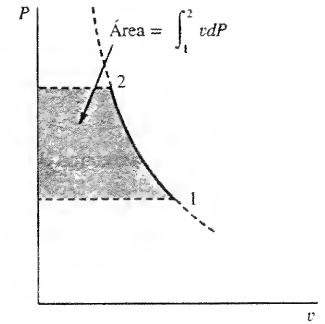


Figura 7.24. Diagrama Pv en el que se muestra el área que representa el trabajo mecánico en régimen estacionario.

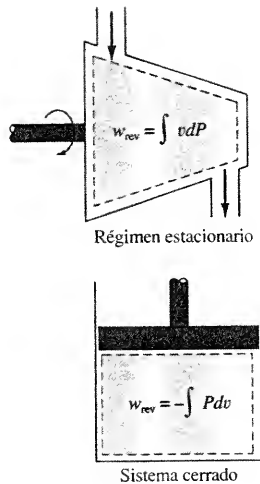


Figura 7.23. Esquema de un equipo con trabajo en régimen estacionario y de un sistema cerrado con trabajo de compresión/expansión.

EJEMPLO 7.12

Un compresor que funciona en régimen estacionario toma aire a 25 °C y 1 bar y mediante un proceso politrópico lo comprime hasta un estado final de 4 bar. Para el proceso, la constante $n = 1.3$. Las variaciones de energías cinética y potencial son despreciables. Si el gas se modela como ideal, determínese (a) la temperatura de salida en kelvin, y (b) el trabajo y el calor transferido, ambos en kJ/kg.

Solución

Datos. Se comprime aire politrópicamente, como se indica en la Figura 7.25.

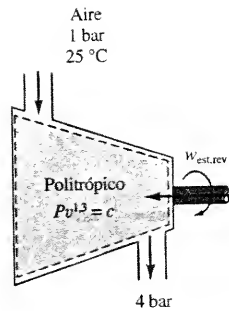


Figura 7.25. Esquema y datos del Ejemplo 7.12.

Incógnitas. (a) T_2 en K, y (b) w y q en kJ/kg.

Modelo. Régimen estacionario, politrópico, gas ideal, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Metodología. Utilizar las relaciones politrópicas entre propiedades y las relaciones del trabajo, y después el análisis energético.

Análisis. (a) La temperatura final se obtiene a partir de la relación politrópica entre propiedades dada por la Ecuación [7.40].

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(n-1)/n} = 298 \text{ K} \left(\frac{4}{1} \right)^{(1.3-1)/1.3} = 410 \text{ K}$$

(b) El valor de $w_{\text{est,rev}}$ puede obtenerse directamente de la Ecuación [7.39] o de la Ecuación [7.41]. La primera de estas ecuaciones sólo necesita datos de las temperaturas. De ahí

$$w_{\text{est,rev}} = \frac{nR(T_2 - T_1)}{n - 1} = \frac{1.3(8.314)(410 - 298)}{28.97(1.3 - 1)} \frac{\text{kJ}}{\text{kg}} = 139.3 \text{ kJ/kg}$$

El empleo de la Ecuación [7.41] conduce al mismo resultado; sin embargo, su utilización no requiere el cálculo de T_2 . En la Figura 7.26 se indica el camino del proceso. El área situada a la izquierda de la línea que muestra el camino del proceso representa el trabajo de 139.3 kJ/kg realizado en régimen estacionario.

El calor transferido se calcula a partir del balance de energía en régimen estacionario aplicado al volumen de control, haciendo $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$

$$0 = q + \dot{w} + h_1 - h_2$$

Resolviendo en q , la ecuación de la energía queda reducida a

$$q = h_2 - h_1 - w$$

Los valores de entalpía a 298 K y 410 K se obtienen de la Tabla A.5. El resultado

$$q = [(411.12 - 298.18) - 139.3] \text{ kJ/kg} = -26.4 \text{ kJ/kg}$$

Comentario. Los valores tanto de w como de q dependen del valor de n . Cuando $n = 1.4$ por ejemplo, $T_2 = 433 \text{ K}$, $w = 145.6 \text{ kJ/kg}$ y $q = 0.9 \text{ kJ/kg}$. Por tanto, cuando $n = 1.4$ el proceso es prácticamente adiabático. El proceso adiabático, politrópico se estudia más adelante en el Apartado 8.1.1.

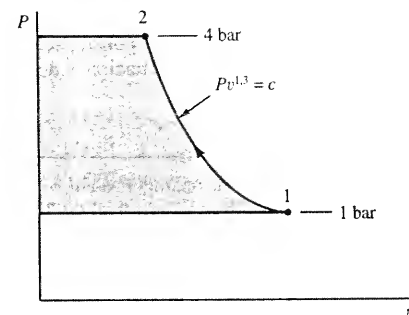


Figura 7.26. Representación en un diagrama Pv del trabajo en régimen estacionario del Ejemplo 7.12.

7.7. RESUMEN

La entropía S es una propiedad intrínseca de la materia, y como otras propiedades extensivas puede escribirse de manera intensiva como $s = S/m$. Recurriendo al postulado de estado para una sustancia simple compresible, la entropía específica se puede relacionar con otras dos propiedades intrínsecas, intensivas e independientes cualesquiera, por ejemplo, P , v , T , u y h . Por tanto, los valores de la entropía específica están tabulados en las tablas de propiedades.

En los análisis de un proceso o un dispositivo según la segunda ley resulta bastante útil estar familiarizado con las características generales de los diagramas Ts y hs . Por ejemplo, el valor de q en un *proceso internamente reversible* viene dado por

$$q_{\text{int rev}} = \int T ds$$

En un diagrama Ts , esta integral está representada por el área que está bajo la línea que representa el camino del proceso. Son importantes la localización y la forma de las líneas de presión constante y de volumen constante con respecto a la línea de saturación. El diagrama hs resulta particularmente útil en el análisis de procesos en régimen estacionario.

Las ecuaciones Tds son válidas para cualquier tipo de proceso y constituyen las relaciones básicas para evaluar la variación de la entropía específica de una sustancia cualquiera. Las dos ecuaciones Tds importantes para sustancias simples compresibles son

$$Tds = du + Pdv \quad \text{y} \quad Tds = dh - v dP$$

Estas ecuaciones se pueden resolver en ds e integrarse para obtener Δs si se conocen las relaciones funcionales entre las propiedades u , h , P , V y T . Estas relaciones son conocidas para el modelo de gas ideal y se pueden integrar las dos ecuaciones para dar

$$\Delta s = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{y} \quad \Delta s = \int_1^2 c_p \frac{dT}{T} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

En la práctica, la variación de entropía específica de un gas ideal generalmente se calcula utilizando la información de las tablas de gas ideal, donde

$$\Delta s = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

o suponiendo un valor medio de la capacidad térmica específica, de manera que

$$\Delta s = c_{v,m} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{y} \quad \Delta s = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

Con el modelo de sustancia incompresible, la ecuación para Δs se convierte en

$$\Delta s_{\text{inc}} = \int \frac{cdT}{T} \approx c_m \ln \frac{T_2}{T_1}$$

donde $c = c_v = c_p$.

El balance de entropía para un volumen de control es

dsvc/dt = sum(ent) me sc - sum(sal) ms ss + sum(j=1 to n) Qj/Tj + sdotvc

donde Qj se mide en la superficie de control a la temperatura Tj. Esta ecuación puede usarse junto con los balances de masa y energía para estudiar el comportamiento de distintos dispositivos. Esta es la expresión más general del balance de entropía y se debería utilizar como punto de partida en la mayoría de las aplicaciones.

Utilizando los balances de masa, energía y entropía junto con las ecuaciones Tds, se puede demostrar que el trabajo por unidad de masa en un dispositivo internamente reversible funcionando en régimen estacionario, con una entrada y una salida, es igual a

w_est,rev = integral from 1 to 2 of v dP + Delta ec + Delta ep

Esta ecuación se puede aplicar independientemente o junto con el análisis energético del volumen de control. La evaluación de la integral requiere una relación funcional entre v y P durante el proceso. Esta relación funcional se modela a menudo como un proceso politrópico mediante una ecuación de la forma Pv^n = c, siendo c y n constantes.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 7.1G. ¿Cuál es la restricción más importante a tener en cuenta a la hora de interpretar el área bajo la curva que representa un proceso en un diagrama Ts, como una medida del calor transferido?
- 7.2G. Si no se dispone de datos de líquido comprimido, ¿cómo se puede evaluar con buena precisión la entropía específica de un líquido?
- 7.3G. Las ecuaciones Tds se han deducido para un proceso internamente reversible. Explíquese si se pueden aplicar también a un sistema que realiza un proceso internamente irreversible.
- 7.4G. Las ecuaciones Tds se han deducido tomando como referencia el balance de energía de un sistema cerrado. Explíquese si también pueden aplicarse a una masa que atraviesa un volumen de control.
- 7.5G. ¿Por qué se tienen en tablas los valores de la entropía específica del vapor de agua y del refrigerante 134a, por ejemplo, en lugar de determinarse por medio de expresiones algebraicas simples?
- 7.6G. Explíquese el significado de la función s^0 de las tablas de gas ideal.
- 7.7G. Considérese un gas ideal sometido a dos procesos entre dos temperaturas dadas. Durante el primer proceso, el volumen específico permanece constante, mientras que en el segundo se mantiene constante la presión. Explíquese en cuál de los dos procesos la variación de entropía específica es menor.
- 7.8G. ¿Cuáles son los tres mecanismos físicos que afectan a la variación de la entropía con respecto al tiempo dentro de un volumen de control?
- 7.9G. ¿Qué se entiende por proceso politrópico?

VARIACIÓN Y GENERACIÓN DE ENTROPÍA UTILIZANDO DATOS TABULADOS

- 7.1. Un depósito rígido de 1,0 m³ de volumen contiene agua a 30 bar y 600 °C. El agua se enfría hasta que su temperatura alcanza un valor de 200 °C. El ambiente, que recibe el calor cedido, se encuentra a 1,1 bar y 27 °C. Determinése (a) la presión final en bar, (b) la variación de entropía del agua en kJ/K, y (c) la producción total de entropía en el proceso global, incluyendo la zona de transferencia de calor. (d) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (e) Dibújese el camino del proceso en un diagrama Ts, respecto a la línea de saturación.
- 7.2. En un conjunto cilindro-émbolo se tienen 0,045 kg de vapor de agua saturado a 7 bar. Durante un proceso a presión constante, una rueda de paletas colocada en el interior del fluido da 200 vueltas mediante un par aplicado de 1,68 N · m. A la vez, se le comunican 5,48 kJ de calor desde una región que se encuentra a una temperatura constante de 327 °C. Puede suponerse que la temperatura de la superficie del cilindro por la que se transfiere el calor es la temperatura media del fluido durante el proceso. Determinése (a) la temperatura final del fluido en grados Celsius, (b) la variación de entropía del fluido en kJ/K, (c) la generación de entropía en el interior del fluido, y (d) la generación de entropía para el conjunto vapor de agua más las regiones de transferencia del calor. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (f) Trácese el camino del proceso en un diagrama Ts, con respecto a la línea de saturación.
- 7.3. Se comprime refrigerante 134a, a 2,8 bar y 60 °C en un sistema cerrado, hasta 14 bar. El proceso es isoterma e internamente reversible y la temperatura ambiente es igual a 25 °C. Determinése (a) el calor transferido y el trabajo realizado en kJ/kg, (b) la entropía transferida hacia o desde el fluido, (c) la generación de entropía en el proceso de transferencia de calor, y (d) la generación de entropía para el conjunto refrigerante más la región de transferencia de calor en kJ/kg · K. (e) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Ts.
- 7.4. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene inicialmente refrigerante 134a a 6,0 bar y 80 °C. Se comprime el refrigerante cuasiestáticamente y a presión constante, comunicando un trabajo de 13,63 kJ/kg en la frontera. Determinése (a) el volumen específico final en cm³/g, (b) la entropía específica final en kJ/kg · K, y (c) el calor transferido en kJ/kg. (d) Si la temperatura del ambiente es 20 °C, determinése la generación total de entropía en el sistema compuesto por el refrigerante y la región donde tiene lugar la transferencia de calor en kJ/kg · K. (e) Hágase un esquema del proceso en diagrama Ts. (f) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.5. Dos depósitos de igual volumen están conectados mediante un conducto provisto de una válvula. La válvula se encuentra inicialmente cerrada, un depósito está vacío y el otro depósito contiene 40 g de vapor de agua a 15 bar y 280 °C. Se abre la válvula y el vapor de agua entra en el depósito vacío hasta que se alcanza la presión de equilibrio. Durante el proceso se transfiere calor desde una fuente a 500 °C hasta que la temperatura final del vapor en ambos depósitos es 440 °C. Determinése (a) la presión final de equilibrio en bar, (b) el calor transferido al vapor en kJ, (c) la variación de entropía del vapor en kJ/K, y (d) la producción de entropía, en kJ/K, dentro del sistema compuesto por el vapor y las regiones de transferencia de calor.

- 7.6. Dos depósitos de igual volumen están conectados mediante un conducto provisto de una válvula. La válvula se encuentra inicialmente cerrada, un depósito está vacío y el otro depósito contiene 200 g de refrigerante 134a a 7 bar y 100 °C. Se abre la válvula y el refrigerante entra en el depósito vacío hasta que se alcanzan la presión y la temperatura de equilibrio. Durante el proceso se evacua calor del refrigerante 134a hacia la atmósfera a 20 °C, hasta que la presión final en ambos depósitos es 3,2 bar. Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en grados Celsius, (b) el calor transferido desde el refrigerante en kJ, (c) la variación de entropía del refrigerante en kJ/K, y (d) la generación total de entropía en el proceso, en kJ/K.
- 7.7I. Un depósito rígido con un volumen de 10,0 ft³ contiene agua a 500 psia y 1.000 °F. El agua se enfría hasta que su temperatura alcanza 600 °F. El entorno, que recibe el calor cedido, está a 15 psia y 40 °F. Determinése (a) la presión final en psia, (b) la variación de entropía del agua en Btu/°R, y (c) la generación total de entropía en el sistema compuesto por el agua y las regiones de transferencia de calor. (d) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (e) Trácese el camino del proceso en un diagrama *Ts*, con respecto a la línea de saturación.
- 7.8I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,1 lb_m de vapor de agua saturado a 100 psia. Durante un proceso a presión constante, una rueda de paletas colocada en el fluido da 200 vueltas por la aplicación de un par de 1,26 lb_f · ft. A la vez, se suministran 4,54 Btu de calor desde una fuente térmica a 500 °F. Puede suponerse que la temperatura de la superficie del cilindro por donde tiene lugar la transferencia del calor es la temperatura media del fluido durante el proceso. Determinése (a) la temperatura final del fluido en grados Fahrenheit, (b) la variación de entropía del fluido en Btu/°R, (c) una estimación de la generación de entropía en el interior del fluido, y (d) la generación de entropía en el proceso global. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (f) Trácese el camino del proceso en un diagrama *Ts*, con respecto a la línea de saturación.
- 7.9. Un sistema cerrado contiene 0,1 kg de agua a 3 bar y 200 °C. Un calor de 7,7 kJ/kg transferido hacia el ambiente que está a 20 °C y un trabajo de 17.500 J comunicado en la frontera, hacen que la presión final sea de 15 bar. Determinése (a) la temperatura final, en grados Celsius, (b) la variación de entropía del agua en kJ/kg, y (c) la generación total de entropía, en kJ/K, en el interior del sistema compuesto por el agua y las regiones de transferencia de calor.
- 7.10I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene inicialmente refrigerante 134a a 50 psia y 120 °F. Se comprime el refrigerante cuasiestáticamente y a presión constante, comunicando un trabajo de 3,520 ft · lb_f/lb_m en la frontera. Determinése (a) el volumen específico final en ft³/lb_m, (b) la entropía específica final en Btu/lb_m · °R, y (c) el calor transferido en Btu/lb_m. (d) Si la temperatura del ambiente es 70 °F, determinése la generación total de entropía en el proceso global, en Btu/lb_m · °R. (e) Hágase un esquema del proceso en un diagrama *Ts*. (f) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.11I. Dos depósitos de igual volumen están conectados mediante un conducto provisto de una válvula. La válvula se encuentra inicialmente cerrada, un depósito está vacío y el otro depósito contiene 0,10 lb_m de vapor de agua a 250 psia y 450 °F. Se abre la válvula y el vapor de agua entra en el depósito vacío hasta que se alcanza la presión de equilibrio. Durante el proceso se transfiere calor desde una fuente a 940 °F hasta que la tempe-

- ratura final del vapor en ambos depósitos es 900 °F. Determinése (a) la presión final de equilibrio en psia, (b) el calor transferido al vapor en Btu, (c) la variación de entropía del vapor en Btu/°R, y (d) la producción de entropía en el proceso global.
- 7.12I. Dos depósitos de igual volumen están conectados mediante un conducto provisto de una válvula. La válvula se encuentra inicialmente cerrada, un depósito está vacío y el otro depósito contiene 0,50 lb de refrigerante 134a a 100 psia y 200 °F. Se abre la válvula y el refrigerante entra en el depósito vacío hasta que se alcanzan la presión y la temperatura de equilibrio. Durante el proceso se evacua calor del refrigerante 134a hacia el ambiente a 60 °F, hasta que la presión final en ambos depósitos es 50 psia. Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en grados Fahrenheit, (b) el calor transferido desde el refrigerante en Btu, (c) la variación de entropía del refrigerante en Btu/°R, y (d) la generación total de entropía en el proceso, en Btu/°R.
- 7.13. Un recipiente rígido contiene 0,20 kg de vapor de agua a 7 bar y 280 °C. Se cede calor al exterior hasta que la temperatura desciende hasta 200 °C. La temperatura del entorno es 17 °C. Calcúlese (a) la variación de entropía del vapor de agua, (b) la generación total de entropía en el proceso global, en kJ/kg, y (c) la generación de entropía debida a la transferencia del calor. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (f) Trácese el camino del proceso en un diagrama *Ts*.
- 7.14I. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime de manera isoterma 0,1 lb_m de vapor de agua a 40 psia y 400 °F hasta 200 psia. Durante este proceso se comunica un trabajo de 6.450 ft · lb_f al gas y se pierde calor hacia el ambiente, que está a 80 °F. Determinése (a) el calor transferido en Btu, (b) la variación de entropía del vapor de agua en Btu/°R, (c) la producción total de entropía en el proceso global en Btu/°R, y (d) la generación de entropía en el vapor. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.15I. En un dispositivo cilindro-émbolo se tienen dos libras de refrigerante 134a a 40 psia y 80 °F. Se comprime el fluido hasta 120 psia y 140 °F, lo que requiere un suministro de trabajo de 22,5 Btu. Durante el proceso también se cede calor al ambiente, que está a 70 °F, quedando el fluido a una temperatura media de 110 °F. Determinése (a) el calor transferido en Btu, (b) la variación de entropía del R-134a en Btu/°R, (c) la generación de entropía en el interior del fluido, y (d) la generación total de entropía en el proceso global. (e) El proceso ¿es irreversible o imposible?
- 7.16. El agua contenida en un depósito rígido a 50 °C se calienta mediante una fuente térmica a 400 K, hasta que se alcanza una presión de 0,7 bar a 100 °C. Obténgase (a) la variación de entropía específica del agua, (b) la generación de entropía asociada a la transferencia de calor en kJ/kg · K, si la temperatura media de la superficie de control durante la transferencia del calor es la temperatura media del agua, y (c) la producción de entropía en el proceso global. (d) El proceso ¿es irreversible o imposible? (e) Hágase un esquema del proceso en los diagramas *Pv* y *Ts*.

VARIACIÓN Y GENERACIÓN DE ENTROPÍA DE GASES IDEALES

- 7.17. Un depósito rígido contiene 0,10 kg de aire a 1,0 bar y 300 K. Se realiza un trabajo eléctrico de 4,80 kJ. Simultáneamente pierde un calor de 0,5 kJ hacia el ambiente, que está a 7 °C. La temperatura media de la

frontera por donde tiene lugar la transferencia de calor puede tomarse como la temperatura media del aire durante el proceso. Utilícese la tabla del aire para determinar (a) la temperatura final del aire en kelvin y la presión final del aire en bar, (b) la variación de entropía del aire en el depósito en kJ/K, (c) la producción de entropía en el interior del depósito en kJ/K, y (d) la producción de entropía en el proceso global en kJ/K. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? (f) Hágase un esquema de un diagrama Ts para el cambio de estado del aire.

- 7.18. Se afirma que con un trabajo de compresión de 28,0 kJ/kg al aire contenido en un dispositivo cilindro-émbolo se consigue cambiar el estado del aire de 100 kPa y 300 K a 250 kPa y 330 K. El ambiente local se encuentra a 300 K. Empleando datos de capacidad térmica específica apropiados, determínese (a) la variación de entropía del aire en kJ/kg · K, (b) el calor transferido en kJ/kg, y (c) la producción total de entropía en el proceso global en kJ/kg · K. (d) De acuerdo con la segunda ley ¿es válida la afirmación efectuada?
- 7.19. Un depósito rígido de 214 L contiene 0,024 kmol de oxígeno a 37 °C. Se coloca el depósito en un ambiente de temperatura constante igual a 197 °C. El depósito permanece en este ambiente hasta que el oxígeno alcanza los 117 °C. Utilícese la tabla del oxígeno para calcular en este cambio de estado, (a) la variación de entropía del oxígeno, (b) la variación de entropía del ambiente, y (c) la producción total de entropía en el proceso global, todo ello en kJ/K. (d) ¿Satisface la segunda ley la respuesta del apartado c? (e) Represéntese en un diagrama Ts el proceso del oxígeno.
- 7.20. El nitrógeno contenido en un sistema cerrado a 6,0 bar y 117 °C experimenta un proceso reversible a temperatura constante, durante el que se le transfieren 1.500 kJ/kmol de calor desde una fuente térmica a 423 °C. Calcúlese (a) el trabajo habido durante el proceso en kJ/kmol, (b) la variación de entropía del nitrógeno en kJ/kmol · K, (c) la generación total de entropía en el proceso global, y (d) la presión final en bar. (e) Hágase un esquema de un diagrama Ts sólo para el proceso del nitrógeno.
- 7.21. Un dispositivo cilindro-émbolo, mantenido a una presión constante de 0,1 MPa, contiene nitrógeno gaseoso que se enfría desde 150 °C hasta 40 °C. Obténgase (a) el calor cedido en kJ/kg, (b) el trabajo realizado en kJ/kg, (c) la variación de entropía del nitrógeno en kJ/kg · K, y (d) la generación de entropía, en kJ/kg · K, para el sistema ampliado que incluye la región de transferencia de calor, si la temperatura del ambiente es 22 °C.
- 7.22. Se tienen 0,5 kg de hidrógeno gaseoso a 6 bar y 17 °C, contenidos en un sistema cerrado a presión constante. Desde una fuente térmica a 450 K se comunican 798 kJ de calor al gas. Calcúlese (a) la temperatura final en kelvin, (b) la variación de entropía del hidrógeno en kJ/K, y (c) la producción de entropía en el interior del sistema ampliado que incluye la región de transferencia de calor en kJ/K. (d) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.23. Un depósito rígido de 0,04 m³ contiene oxígeno en un estado inicial de 87 °C y 1,5 bar. Durante un proceso se comunica trabajo mediante una rueda de paletas que da 25 vueltas con un par de 13 N · m y se ceden 3,74 kJ de calor al ambiente, que está a 18 °C. La temperatura del recinto donde tiene lugar la transferencia de calor se toma igual a la temperatura media del oxígeno durante el proceso. Determínese (a) la temperatura final en kelvin, (b) la variación de entropía del oxígeno, (c) la generación de

entropía en el interior del depósito, (d) la generación total de entropía en el proceso global, todo ello en kJ/K. (e) El proceso global ¿es reversible, irreversible o imposible?

- 7.24. Se comprime monóxido de carbono en un sistema cerrado, desde 1 bar y 37 °C hasta 3 bar y 147 °C. El trabajo necesario es 88,0 kJ/kg y la temperatura del ambiente es 25 °C. La temperatura de la frontera por la que tiene lugar la transferencia de calor se toma igual a la temperatura media del CO durante el proceso. Determínese (a) la variación de entropía del CO en kJ/kg · K, (b) la pérdida de calor hacia el ambiente en kJ/kg, (c) la producción de entropía en el sistema cerrado, y (d) la producción de entropía del proceso global en kJ/kg · K.
- 7.251. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,50 lb_m de aire a 14,5 psia y 100 °F. Mediante una rueda de paletas se comunica al aire un trabajo de 6.225 ft · lb_f. Simultáneamente se pierden 2,0 Btu de calor hacia el ambiente, que está a 70 °F. Si el proceso tiene lugar a temperatura constante, determínese (a) el trabajo de compresión/expansión en Btu, (b) el cociente entre el volumen final y el inicial, (c) la variación de entropía del aire del dispositivo en Btu/°R, (d) la producción de entropía en el interior del aire, y (e) la producción total de entropía en el proceso, en Btu/°R. (f) Determínese si el proceso es irreversible o imposible. (g) Hágase un esquema de un diagrama Ts para el cambio de estado del aire.
- 7.261. Un depósito rígido de 7,5 ft³ contiene 0,072 lbmol de oxígeno a 320 °F. Se coloca el depósito en un ambiente de temperatura constante igual a 60 °F. El depósito permanece en este ambiente hasta que el oxígeno alcanza los 120 °F. Utilícese la tabla del oxígeno para calcular en este cambio de estado, (a) la variación de entropía del oxígeno en Btu/°R, (b) el calor transferido en Btu, y (c) la producción total de entropía en el proceso global, incluyendo la región de transferencia de calor en Btu/°R. (d) Determínese si el proceso global es reversible, irreversible o imposible. (e) Hágase un esquema de un diagrama Ts para el proceso.
- 7.271. El nitrógeno contenido en un sistema cerrado a 90 psia y 240 °F experimenta un proceso reversible a temperatura constante, durante el que se le transfieren 3.000 Btu/lbmol de calor desde una fuente térmica a 540 °F. Calcúlese (a) el trabajo de expansión habido durante el proceso en Btu/lbmol, (b) la variación de entropía del nitrógeno en Btu/lbmol · °R, (c) la producción total de entropía en el proceso, y (d) la presión final en psia. (e) Hágase un esquema de un diagrama Ts sólo para el proceso del nitrógeno.
- 7.281. Un dispositivo cilindro-émbolo, mantenido a una presión constante de 1 atm, contiene nitrógeno gaseoso que se enfría desde 300 °F hasta 100 °F. Calcúlese (a) el calor extraído en Btu/lb_m, (b) el trabajo realizado en Btu/lb_m, (c) la variación de entropía del nitrógeno en Btu/lb_m · °R, y (d) la generación total de entropía en el proceso global en Btu/lb_m · °R, si la temperatura del ambiente es 70 °F.
- 7.291. Un sistema cerrado a presión constante contiene 0,5 lb_m de hidrógeno gaseoso a 100 psia y 40 °F. Desde una fuente térmica a 550 °F se comunican 520 Btu de calor al gas. Calcúlese (a) la temperatura final en °R, (b) la variación de entropía del hidrógeno en Btu/°R, y (c) la producción de entropía en el proceso global en Btu/°R. (d) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.301. Un depósito rígido de 1,0 ft³ contiene oxígeno en un estado inicial de 200 °F y 1,5 atm. Durante un proceso determinado se le comunica trabajo

- mediante una rueda de paletas que da 25 vueltas con un par de $9,55 \text{ lb}_f \cdot \text{ft}$ y se ceden $3,52 \text{ Btu}$ de calor al ambiente, que está a 65°F . La temperatura del recinto donde tiene lugar la transferencia de calor se supone igual a la temperatura media del oxígeno durante el proceso. Determínese (a) la temperatura final en $^\circ\text{R}$, (b) la variación de entropía del oxígeno, (c) la generación de entropía en el interior del depósito, y (d) la generación total de entropía en el proceso global, todo ello en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$. (e) El proceso global ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.31. Un depósito de 2 m^3 contiene argón a 2 bar y 400 K. Entre el argón y el ambiente que se encuentra a 0°C tiene lugar un proceso de transferencia de calor hasta que la presión del argón baja a 1,4 bar. Calcúlese (a) la temperatura final del argón en $^\circ\text{C}$, (b) la variación de entropía del argón en kJ/K , (c) el calor transferido en kJ , (d) la producción total de entropía en el proceso global en kJ/K , y (e) la producción de entropía debida a la transferencia del calor.
- 7.32. Se calientan dos kilogramos de nitrógeno gaseoso en un dispositivo cilindro-émbolo desde 0 hasta 250°C , mientras la presión permanece constante a 1,013 bar. Durante el proceso se transfieren al nitrógeno 228 kJ desde una fuente térmica a 300°C . Determínese (a) la variación de entropía del nitrógeno, (b) la variación de entropía de la fuente térmica y, (c) la producción total de entropía en el proceso global en kJ/K .
- 7.33. En un sistema a volumen constante se tienen 0,5 kg de aire ocupando $0,10 \text{ m}^3$ a 27°C . Las medidas efectuadas durante el proceso al que se le somete indican que se ha extraído una cantidad de calor de 9,50 kJ y que se ha realizado trabajo mediante una rueda de paletas que ha dado 400 vueltas con un par aplicado al eje de $15,7 \text{ N} \cdot \text{m}$. Calcúlese (a) la temperatura final del gas en el depósito en grados Celsius, (b) la variación de entropía del aire en kJ/K , (c) la producción de entropía en el interior del depósito en kJ/K , y (d) la producción total de entropía en el proceso global, si la temperatura del entorno al que se transfiere el calor es de 22°C y la temperatura en la frontera del aire se toma igual a la media aritmética de sus temperaturas inicial y final.

VARIACIÓN Y GENERACIÓN DE ENTROPÍA DE SUSTANCIAS INCOMPRESIBLES

- 7.34. Se arroja un trozo de 50 kg de hierro a 500 K a un gran lago cuya temperatura es 285 K. Si la capacidad térmica específica media del hierro es $0,45 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$, determínese (a) el calor transferido en kJ , y (b) la producción total de entropía en kJ/K .
- 7.35. Se ponen juntos un kilogramo de hielo a 0°C y 7 kg de agua a 30°C y 1 bar. La entalpía de fusión del hielo es 335 kJ/kg . Si el proceso es adiabático, calcúlese (a) la temperatura de equilibrio en $^\circ\text{C}$, y (b) la producción de entropía en el proceso en kJ/K .
- 7.36. Entre un trozo de 50 kg de hierro a 500 K y un trozo de 100 kg de cobre a 300 K tiene lugar una transferencia de calor. Finalmente, el sistema aislado en su conjunto alcanza una temperatura uniforme. Si el hierro posee una capacidad térmica específica media de $0,45 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ y la del cobre es $0,40 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$, determínese (a) la temperatura de equilibrio en kelvin, y (b) la producción total de entropía en kJ/K .

- 7.37I. Se sumerge un cubito de hielo de 1 in de lado a 32°C en un recipiente aislado de vidrio cilíndrico de 3 in de diámetro, lleno de agua a 50°F hasta una altura de 3 in. Calcúlese (a) la temperatura de equilibrio en $^\circ\text{F}$, y (b) la producción total de entropía para el sistema cubito y agua en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$, si la entalpía de fusión es 143 Btu/lb .
- 7.38. Una región a una temperatura constante de 80°C recibe calor desde un trozo de cobre de 3 kg que se enfría desde 200 hasta 100°C . Determínese (a) la variación de entropía del cobre en kJ/K , (b) la generación total de entropía asociada al sistema compuesto cobre y región de transferencia de calor, y (c) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.39. Se mezclan 50 kg de agua a 1 bar y 20°C con 20 kg de agua a 1 bar y 90°C . Si el proceso de mezcla es adiabático, determínese (a) la temperatura final de equilibrio en $^\circ\text{C}$, y (b) la generación de entropía en los 70 kg del agua mezclada en kJ/K .
- 7.40. Se mezclan adiabáticamente a la presión de 1 bar, 10 kg de agua a 20°C con 6 kg de agua a 100°C . Determínese (a) la temperatura final de equilibrio en $^\circ\text{C}$, (b) la generación de entropía en los 16 kg del agua de la mezcla en kJ/K , y (c) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.41. Una pieza de 18 kg de plomo de moldeo a 200°C se enfría bruscamente en un depósito que contiene $0,03 \text{ m}^3$ de agua a 25°C . Suponiendo que no hay pérdidas de calor hacia el ambiente, determínese (a) la temperatura final de equilibrio en kelvin, y (b) la generación de entropía en el sistema plomo y agua en kJ/K . (c) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.42. Un bloque de 1 kg de cobre a 150°C y otro bloque de 1 kg de aluminio a 50°C se encuentran aislados el uno del otro y del ambiente local. A continuación se colocan en contacto térmico entre sí, pero se mantienen aislados del entorno. Determínese (a) la temperatura final de equilibrio en $^\circ\text{C}$, y (b) la producción de entropía en el sistema compuesto cobre y aluminio, en kJ/K , cuando alcanzan el equilibrio térmico. (c) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible? La capacidad térmica específica media del cobre es $0,385 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ y el valor de la del aluminio es $0,90 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 7.43. Una resistencia de 40Ω , inicialmente a 25°C , se mantiene a temperatura constante mientras la atraviesa una corriente de 5 A durante 5 s. (a) Determínese la variación de entropía de la resistencia y la producción de entropía del proceso global en J/K . (b) Aíslese ahora la resistencia y llévase a cabo el mismo experimento. En este caso, determínese la variación de entropía de la resistencia y la producción de entropía en el proceso global en J/K . La masa de la resistencia es 50 g y la capacidad térmica específica de la resistencia es $1,05 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. La temperatura del ambiente es 20°C .
- 7.44. Una resistencia eléctrica de 30Ω se mantiene a una temperatura constante de 17°C mientras la atraviesa una corriente de 6 A durante 3 s. (a) Determínese la variación de entropía de la resistencia y la generación de entropía en el proceso global en J/K . (b) Aíslese ahora la resistencia y llévase a cabo el mismo experimento. A partir de este último caso, determínese la variación de entropía de la resistencia y la generación de entropía en el proceso global. La masa de la resistencia es 19,0 g y la capacidad térmica específica de la resistencia es $1,10 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. La temperatura del ambiente es 17°C .

- 7.45I. Una fuente térmica a 150°C recibe calor de un trozo de cobre de 6 lb_m que se enfría desde 390 hasta 200°F . Determinése (a) la variación de entropía del cobre en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$, (b) la transferencia de calor en Btu , (c) la generación total de entropía en el sistema compuesto por el cobre y la región de transferencia de calor en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$, y (d) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.46I. Se mezclan 100 libras de agua a 1 atm y 60°F con 40 lb_m de agua a 1 atm y 200°F . Si el proceso de mezcla es adiabático, determinése (a) la temperatura final de equilibrio en $^{\circ}\text{F}$, y (b) la generación de entropía en las 140 lb_m de agua mezclada en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$.
- 7.47I. Se mezclan adiabáticamente a la presión de 1 atm 20 libras de agua a 180°F con 120 lb_m de agua a 60°F . Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en $^{\circ}\text{F}$, (b) la generación de entropía en las 140 lb_m de mezcla en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$, y (c) si el proceso cumple el principio de aumento de entropía.
- 7.48I. Se enfría bruscamente una pieza de 25 lb_m de plomo de moldeo a 570°F en un depósito que contiene 1 ft^3 de agua a 75°F . Suponiendo que no hay pérdidas de calor hacia el ambiente, determinése (a) la temperatura final de equilibrio en $^{\circ}\text{F}$, y (b) la producción de entropía en el proceso global en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$. (c) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.49I. Un bloque de 1 lb_m de cobre a 250°F y otro bloque de 1 lb_m de aluminio a 120°F se encuentran aislados el uno del otro y del entorno local. A continuación se los coloca en contacto térmico entre sí, pero se los mantiene aislados del entorno. Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en $^{\circ}\text{F}$, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$, cuando alcanzan el equilibrio térmico. (c) ¿Se satisface el principio de aumento de entropía? La capacidad térmica específica media del cobre es $0,093\text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$ y el valor de la del aluminio es $0,215\text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$.
- 7.50I. Una resistencia de $40\ \Omega$, inicialmente a 80°F , se mantiene a temperatura constante mientras la atraviesa una corriente de 5 A durante 2 s . (a) Determinése la variación de entropía de la resistencia y la producción de entropía en el proceso global en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$. (b) Aíslese ahora la resistencia y llévase a cabo el mismo experimento. En este último caso, determinése la variación de entropía de la resistencia y la generación de entropía en el proceso global en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$. La masa de la resistencia es $0,040\text{ lb}$ y la capacidad térmica específica de la resistencia es $0,55\text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$. La temperatura del ambiente es 80°F .
- 7.51I. Una resistencia eléctrica de $30\ \Omega$ se mantiene a una temperatura constante de 70°F mientras la atraviesa una corriente de 6 A durante 3 s . (a) Determinése la variación de entropía de la resistencia y la generación de entropía en el proceso global en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$. (b) Aíslese ahora la resistencia y llévase a cabo el mismo experimento. Para el último caso, determinése la variación de entropía de la resistencia y la generación de entropía en el proceso global en $\text{Btu}/^{\circ}\text{R}$. La masa de la resistencia es $0,032\text{ lb}_m$ y la capacidad térmica específica de la resistencia es $0,62\text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$. La temperatura del ambiente es 70°F .

VARIACIÓN Y GENERACIÓN DE ENTROPÍA EN PROCESOS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

- 7.52. Por una tubería horizontal sin aislamiento circulan $2,910\text{ kg/s}$ de nitrógeno en régimen estacionario. Las condiciones a la entrada son $2,0\text{ MPa}$,

- 220 K y 10 m/s y el diámetro del conducto 11 cm . Las condiciones a la salida son $0,2\text{ MPa}$, 280 K y 100 m/s , con una tubería de 14 cm de diámetro. La tubería se encuentra en un ambiente a 300 K . Determinése (a) el flujo de calor en kJ/s , (b) la variación de entropía del nitrógeno por unidad de tiempo, en $\text{kJ}/\text{K} \cdot \text{s}$, (c) la generación de entropía por unidad de tiempo en la región compuesta por la corriente del fluido y la zona de transferencia de calor, y (d) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.53. En una turbina entra aire a 6 bar y 277°C y sale a 1 bar . El flujo másico es 50 kg/min y la potencia de salida es 180 kW . Si el calor cedido al ambiente, que está a 22°C , es igual a $28,5\text{ kJ/kg}$, obténgase (a) la temperatura final en grados Celsius, (b) la variación de entropía del aire en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, y (c) la generación de entropía en la región compuesta por la corriente del fluido y la zona de transferencia de calor, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$.
- 7.54. Una turbina de vapor funciona con unas condiciones de entrada de 100 bar y 520°C y el estado a la salida es de 1 bar y 100°C . El dispositivo produce $2,010\text{ kW}$ de potencia con un flujo másico de $10,000\text{ kg/h}$. La temperatura del ambiente es igual a 27°C . Calcúlese la generación de entropía en la región compuesta por la corriente del fluido y la zona de transferencia de calor, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$.
- 7.55. Se comprime vapor de agua a $1,0\text{ bar}$ y 100°C en régimen estacionario, y sale a $10,0\text{ bar}$ y 200°C . Se ha medido el trabajo de entrada y es igual a 400 kJ/kg , siendo despreciables las variaciones de energías cinética y potencial. La temperatura del ambiente es igual a 27°C . Determinése (a) la magnitud y sentido del calor transferido en kJ/kg , (b) la variación de entropía del fluido al atravesar el compresor en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, y (c) la generación de entropía en el proceso global en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$.
- 7.56. Una de las corrientes de un cambiador de calor es refrigerante 134a que entra al mismo a 6 bar y una calidad del 50 por 100. Según atraviesa el equipo, a presión constante, se va convirtiendo en vapor saturado. La otra corriente del cambiador es de 10 kg/min de aire que entra a $1,10\text{ bar}$ y 42°C y sale a $1,05\text{ bar}$ y 22°C . Determinése (a) el flujo másico de refrigerante en kg/min , (b) la variación de entropía específica del refrigerante en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, (c) la variación de entropía específica de la corriente de aire en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, y (d) la producción de entropía en el proceso global en $\text{kJ}/\text{K} \cdot \text{min}$.
- 7.57. Por una de las entradas de un calentador de agua de alimentación abierto entra vapor de agua sobrecalentado a 5 bar y 240°C . Por la otra entrada entra agua en estado de líquido comprimido a la misma presión que el vapor y a 35°C . La mezcla de estas dos corrientes sale como líquido saturado a la misma presión. Si el calentador es adiabático, calcúlese la producción de entropía en el proceso por kilogramo de mezcla.
- 7.58. A un difusor bien aislado le llega dióxido de carbono a 110 kPa , 300 K y 300 m/s . Se asegura que el gas sale del difusor a 240 kPa y 52 m/s . Calcúlese, recurriendo a la Tabla A.9, (a) la temperatura de salida en kelvin, (b) la generación de entropía en el gas en $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$, y (c) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.59. Una corriente de 2 kg/min de aire entra a un compresor a 1 bar y 27°C y lo abandona a $5,8\text{ bar}$ y 227°C . La potencia necesaria para hacer funcionar el compresor es $7,12\text{ kW}$. La temperatura media de la superficie de la turbina por la que tiene lugar la transferencia de calor puede tomarse igual a la media de las temperaturas del aire a la entrada y a la salida y la

- temperatura del ambiente es 22°C . Determínese (a) el flujo de calor en kJ/h , (b) la variación de entropía del aire en $\text{kJ/K} \cdot \text{min}$, (c) la producción de entropía en el compresor, y (d) la producción total de entropía en la región compuesta por la corriente del fluido y la zona de transferencia de calor, en $\text{kJ/K} \cdot \text{min}$. (e) El proceso ¿es irreversible o imposible?
- 7.60. Se somete oxígeno a un proceso de estrangulamiento desde 2 bar y 600 K hasta 1,2 bar. Calcúlese la generación de entropía en el gas en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 7.61. En un conducto de diámetro constante entra refrigerante 134a en estado de líquido saturado a 0°C y a una velocidad de 10 m/s . Se transfiere calor de tal modo que el fluido sale del conducto con un volumen específico de $0,01481\text{ m}^3/\text{kg}$ a 20°C . Si el diámetro del conducto es igual a $0,675\text{ cm}$ y el entorno está a 50°C , determínese (a) la presión o la calidad del fluido que sale del conducto, (b) la velocidad a la salida en m/s , (c) el flujo de calor en kJ/s , (d) la variación de entropía del fluido en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (e) la generación total de entropía en el proceso. (f) El proceso ¿es irreversible o imposible?
- 7.62. En una tobera entra aire a 3 bar, 127°C y 30 m/s . Mientras la atraviesa tiene lugar una pérdida de calor igual a $4,40\text{ kJ/kg}$ y el fluido sale a 2 bar y 270 m/s . La pérdida de calor tiene lugar hacia el ambiente, que está a 17°C mientras que la temperatura media de la superficie de la tobera es 380 K . Determínese (a) la temperatura final en grados Celsius, (b) la variación de entropía del aire en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, (c) la producción de entropía en el interior de la tobera, y (d) la producción de entropía en el proceso global. (e) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Ts .
- 7.63. A un compresor entra un flujo másico de $0,10\text{ kg/s}$ de refrigerante 134a a 2,8 bar y 20°C . El suministro de una potencia de 4 kW permite alcanzar un estado final de 14 bar y 70°C . La temperatura del entorno es 30°C y la temperatura media de la superficie del compresor, 45°C . Determínese (a) la variación de entropía del R-134a en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, (b) el flujo de calor hacia o desde el dispositivo en kJ/s , (c) la generación de entropía en el refrigerante en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (d) la generación de entropía por unidad de tiempo del proceso global, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 7.64. A una turbina entra vapor de agua a 60 bar y 400°C , con una velocidad de 180 m/s . Del dispositivo sale vapor saturado a 100°C con una velocidad de 100 m/s . El trabajo de salida medido es igual a 490 kJ/kg . La transferencia de calor entre la turbina y el entorno, que está a 300 K , tiene lugar a una temperatura media de la superficie exterior de la turbina igual a 550 K . Determínese (a) el calor transferido en kJ/kg , (b) la generación de entropía en el fluido, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (c) la generación de entropía asociada a la transferencia del calor. (d) Dibújese el camino del proceso en un diagrama Ts .
- 7.65. Por una tobera adiabática circulan 2 kg/s de argón monoatómico. El estado a la entrada es de 500 K y 4 bar y el estado a la salida es de 405 K y 325 m/s . Si la relación entre las áreas de entrada y salida es de 2, determínese (a) la presión de salida en bar, y (b) la generación de entropía en la tobera, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 7.66. A un cambiador de calor fuertemente aislado entran 5 kg/min de refrigerante 134a como líquido saturado a 0°C . Una corriente de 1 kg/min de aire que entra a 5 bar y 127°C se enfría hasta 27°C a presión constante. Determínese (a) la temperatura de salida, en $^{\circ}\text{C}$, de la corriente de refrigerante, y (b) la generación de entropía en el proceso global, en $\text{kJ/K} \cdot \text{min}$.

- 7.67. Por una de las entradas de una cámara adiabática de mezcla que trabaja a 800 kPa entra vapor de agua con una calidad del 90 por 100. Por la segunda entra agua a 30°C . La temperatura a la salida es 150°C y el flujo másico es igual a 2 kg/s . Determínese la producción de entropía en el proceso de mezcla por unidad de tiempo, en $\text{kJ/K} \cdot \text{s}$.
- 7.68I. Un compresor de refrigerante 134a funciona con unas condiciones de entrada de vapor saturado a 10°F y un estado a la salida de 100 psia y 120°F . El dispositivo necesita una potencia de entrada de $2,42\text{ hp}$ para un flujo másico de $5\text{ lb}_m/\text{min}$. La temperatura ambiente es 60°F . Determínese la producción de entropía en el proceso global, en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$.
- 7.69I. Se comprime vapor de agua a $14,7\text{ psia}$ y 250°F en un proceso en régimen estacionario, del que sale a 160 psia y 400°F . Se ha medido el trabajo de entrada y es igual a 200 Btu/lb_m , siendo despreciables las variaciones de energía cinética y potencial. La temperatura del ambiente es igual a 70°F . Determínese (a) la magnitud y sentido del calor transferido en Btu/lb_m , (b) la variación de entropía del fluido al atravesar el compresor en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$, y (c) la producción total de entropía en el proceso global en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$.
- 7.70I. A un difusor bien aislado le llega dióxido de carbono a 16 psia , 60°F y 920 ft/s . Se asegura que el gas sale del difusor a 35 psia y 165 ft/s . Calcúlese, recurriendo a la Tabla A.9I, (a) la temperatura de salida en grados Fahrenheit, (b) la generación de entropía en el gas en $\text{Btu/lbmol} \cdot ^{\circ}\text{R}$, y (c) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.71I. En una tobera entra aire a 40 psia , 240°F y 100 ft/s . Mientras la atraviesa tiene lugar una pérdida de calor igual $1,90\text{ Btu/lb}_m$ y el fluido sale a 30 psia y 800 ft/s . La pérdida de calor tiene lugar hacia el ambiente, que está a 80°F . Determínese (a) la temperatura final en grados Fahrenheit, (b) la variación de entropía del aire en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$, (c) la generación de entropía en el proceso global, y (d) si el proceso es reversible, irreversible o imposible. (e) Hágase un esquema del proceso en un diagrama Ts .
- 7.72I. Por una tubería horizontal sin aislamiento circulan $1,952\text{ lb}_m/\text{s}$ de nitrógeno en régimen estacionario. Las condiciones a la entrada son 100 psia , 540°F y 300 ft/s , siendo de 2 in el diámetro del conducto. Las condiciones a la salida son 10 psia , 40°F y 10 ft/s , con una tubería de $24,5\text{ in}$ de diámetro. La tubería se encuentra en un ambiente a 40°F . Determínese (a) el flujo de calor en Btu/s , (b) la variación de entropía del nitrógeno por unidad de tiempo, en $\text{Btu/R} \cdot \text{s}$, (c) la producción de entropía por unidad de tiempo en el proceso global, y (d) si el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.73I. En una turbina entra aire a 90 psia y 540°F y sale a 15 psia . El flujo másico es $100\text{ lb}_m/\text{min}$ y la potencia de salida es 240 hp . Si el calor cedido al ambiente, que está a 70°F , es igual a $14,6\text{ Btu/lb}_m$, obténgase (a) la temperatura final en grados Fahrenheit, (b) la variación de entropía del aire en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$, y (c) la generación total de entropía en el proceso, en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^{\circ}\text{R}$.
- 7.74I. Una corriente de $2\text{ lb}_m/\text{s}$ de aire entra a un compresor a 15 psia , 40°F y 200 ft/s y lo abandona a 30 psia , 160°F y 400 ft/s . La potencia necesaria para hacer funcionar el compresor es 111 hp . Determínese (a) el flujo de calor en Btu/h , (b) la variación de entropía del aire en $\text{Btu/min} \cdot ^{\circ}\text{R}$, y (c) la generación de entropía en el proceso global en $\text{Btu/min} \cdot ^{\circ}\text{R}$, si el calor se transfiere hacia un ambiente a 50°F . (d) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?

- 7.751. A un compresor en régimen estacionario entra un flujo másico de $0,10 \text{ lb}_m/\text{s}$ de refrigerante 134a a 40 psia y 140°F . Se asegura que una potencia de entrada de $943 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{s}$ permite alcanzar un estado final de 200 psia y 140°F . Determinése (a) la variación de entropía del R-134a al atravesar el compresor, en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, (b) el flujo de calor hacia o desde el dispositivo en Btu/s , (c) la generación total de entropía en el proceso, y (d) si, siendo la temperatura del ambiente igual a 100°F , el proceso es reversible, irreversible o imposible.
- 7.761. En un conducto de diámetro constante entra refrigerante 134a en estado de vapor saturado a 0°F con una velocidad de 60 ft/s . Se transfiere calor de tal modo que el fluido sale del conducto con un volumen específico de $1,352 \text{ ft}^3/\text{lb}_m$ a -10°F . Si el diámetro del conducto es igual a $2,22 \text{ in}$ y el entorno está a -35°F , determinése (a) la presión o la calidad del refrigerante que sale del conducto, (b) la velocidad a la salida en ft/s , (c) el flujo de calor en Btu/s , (d) la variación de entropía del fluido en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, y (e) la generación total de entropía en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$. (f) El proceso ¿es irreversible o imposible?
- 7.771. Una corriente de $0,10 \text{ lb}_m/\text{s}$ de aire entra a un cambiador de calor térmicamente aislado, a 50 psia y 0°F y se calienta hasta 160°F . Por la otra parte entra un flujo másico de $0,50 \text{ lb}_m/\text{s}$ de refrigerante 134a en estado de vapor saturado a 300 psia . Despreciando caídas de presión, determinése (a) el estado del refrigerante a la salida y su temperatura, (b) la variación de entropía del aire, (c) la variación de entropía del refrigerante, y (d) la generación total de entropía, todo ello en $\text{Btu}/^\circ\text{R} \cdot \text{s}$. (e) El proceso ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.781. Por una de las entradas de un calentador de agua de alimentación abierto entra vapor de agua sobrecalentado a 60 psia y 300°F . Por la otra entrada entra agua en estado de líquido comprimido a la misma presión que el vapor y a 100°F . La mezcla de estas dos corrientes sale como líquido saturado a la misma presión. Si el calentador es adiabático, calcúlese la generación de entropía en el proceso, en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$, por cada libra de vapor sobrecalentado que entra al calentador.
- 7.791. A un compresor entra un flujo másico de $0,10 \text{ lb}_m/\text{s}$ de refrigerante 134a a 40 psia y 100°F . Se asegura que con una potencia de entrada de $934 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{s}$ se alcanzará un estado final de 200 psia y 160°F . La temperatura del entorno es 80°F y la temperatura media de la superficie del compresor, 130°F . Determinése (a) la variación de entropía del R-134a en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, (b) el flujo de calor hacia o desde el dispositivo en Btu/s , (c) la generación de entropía del refrigerante en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, y (d) la generación de entropía por unidad de tiempo del proceso global, en $\text{Btu}/^\circ\text{R} \cdot \text{min}$. (e) El proceso global ¿es reversible, irreversible o imposible?
- 7.80. Tres corrientes de 8 kg/s , 8 L/min y $2,8 \text{ kg/s}$ de aire, agua líquida y glicerina, respectivamente, sufren por separado un proceso en régimen estacionario complejo. Las temperaturas de entrada y salida del aire son 22°C y 30°C , las del agua son 22°C y 50°C y las de la glicerina son 22°C y 10°C . El flujo de calor que se pierde es de 30 kW , la potencia en eje obtenida en el proceso es de 80 kW y también se necesita una potencia eléctrica de entrada. El contenedor que rodea al equipo está a 25°C . Determinése (a) la potencia eléctrica en kW , y (b) la generación de entropía por unidad de tiempo en el proceso global, en $\text{kJ}/\text{K} \cdot \text{min}$.

PROCESOS POLITRÓPICOS Y TRABAJO REVERSIBLE EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

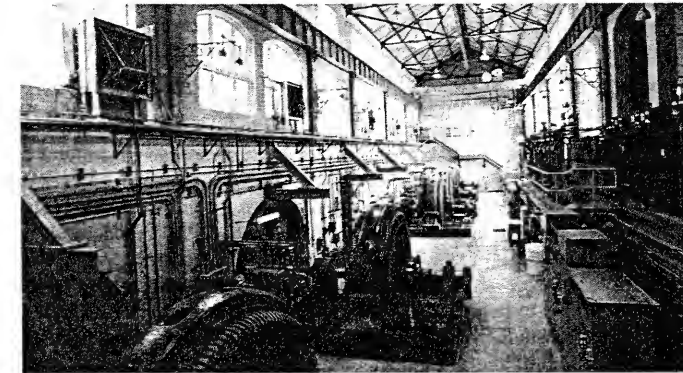
- 7.81. Se comprime aire reversiblemente en un proceso politrópico, desde 100 hasta 500 kPa en régimen estacionario. La temperatura inicial es 300 K y $n = 1,28$. Determinése (a) el trabajo necesario, y (b) el calor transferido en kJ/kg . Por último, (c) calcúlese la generación total de entropía si la temperatura del ambiente es 300 K .
- 7.82. Se expande nitrógeno gaseoso en una turbina, desde $0,4 \text{ MPa}$ hasta $0,1 \text{ MPa}$, siguiendo un proceso politrópico. La temperatura inicial es 400 K y $n = 1,30$. Determinése (a) el trabajo de salida correspondiente al régimen estacionario, y (b) el calor transferido en kJ/kg .
- 7.83. En una turbina que funciona en régimen estacionario se expande dióxido de carbono desde $0,9$ hasta $0,1 \text{ MPa}$. La temperatura inicial es 587°C y el proceso de expansión obedece a la ecuación $Pv^2 = 0,0294 \text{ MPa} \cdot \text{m}^6/\text{kg}^2$. (a) Si el proceso se realiza sin fricción, determinése el trabajo en eje en kJ/kg . (b) Determinése la temperatura final para el gas ideal en grados Celsius. (c) Empleando la Tabla A.9, determinése la magnitud y el sentido del calor transferido en kJ/kg . (d) Hágase un esquema del camino del proceso en un diagrama Pv y señálese el área que representa el trabajo.
- 7.84. Se comprime argón gaseoso en régimen estacionario desde un estado inicial de 1 bar y 63°C hasta 5 bar . El proceso sigue la ecuación $P = av + b$, donde $a = -10 \text{ bar} \cdot \text{kg}/\text{m}^3$ y $b = 8 \text{ bar}$. (a) Si el proceso se realiza sin fricción, determinése el trabajo necesario en kJ/kg . (b) Determinése la temperatura final para el gas ideal en grados Celsius. (c) Determinése la magnitud y el sentido del calor transferido en kJ/kg . (d) Hágase un esquema del camino del proceso en un diagrama Pv y señálese el área que representa el trabajo.
- 7.85. Por un conducto que tiene un área constante de 75 cm^2 circula de manera isoterma y sin fricción monóxido de carbono. La presión aguas arriba es $1,6 \text{ bar}$ y la temperatura es 100°C . Tras impactar contra unos álabes de los que se extrae trabajo en eje, el gas llega a un lugar aguas abajo en el que la presión es 1 bar . Si el flujo másico es $0,9 \text{ kg/s}$, determinése (a) el trabajo en eje, y (b) el calor transferido, ambos en kJ/kg . Por último, (c) calcúlese la generación total de entropía si el calor se suministra a 200°C desde una fuente térmica.
- 7.86. Se comprime aire desde 96 kPa y 7°C hasta 480 kPa , en un proceso isoterma. La corriente en el compresor, de $0,95 \text{ kg/s}$, es estacionaria. Las energías cinética y potencial son despreciables. Calcúlese (a) la potencia de entrada en kW , y (b) el flujo de calor cedido en kJ/s , si el proceso transcurre sin fricción. Por último, (c) calcúlese la generación total de entropía en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, si el entorno está a 7°C .
- 7.871. En una turbina que funciona en régimen estacionario se expande dióxido de carbono desde 162 hasta 18 psia . La temperatura inicial es $1,040^\circ\text{F}$ y el proceso de expansión obedece a la ecuación $Pv^2 = 826 \text{ psia} \cdot \text{ft}^6/\text{lb}_m^2$.

- (a) Si el proceso se realiza sin fricción, determínese el trabajo en eje en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lb}_m$.
 - (b) Determínese la temperatura final para el gas ideal en grados Fahrenheit.
 - (c) Empleando la Tabla A.9I, determínese la magnitud y el sentido del calor transferido en Btu/lb_m .
 - (d) Hágase un esquema del camino seguido por el proceso en un diagrama Pv y señálese el área que representa el trabajo.
- 7.88I. Se comprime nitrógeno gaseoso en régimen estacionario desde un estado inicial de 20 psia y 520 °R hasta 80 psia. El proceso sigue la ecuación $P = av + b$, donde $a = -10 \text{ psia} \cdot \text{lb}_m/\text{ft}^3$ y $b = 120 \text{ psia}$.
- (a) Si el proceso se realiza sin fricción, determínese el trabajo necesario en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lb}_m$.
 - (b) Determínese la temperatura final para el gas ideal en grados Fahrenheit.
 - (c) Con los datos de la Tabla A.6I, determínese la magnitud y el sentido del calor transferido en Btu/lb_m .
 - (d) Hágase un esquema del camino del proceso en un diagrama Pv y señálese el área que representa el trabajo.
- 7.89I. Por un conducto que tiene un área constante de 12 in² circula de manera isoterma y sin fricción monóxido de carbono. La presión aguas arriba es 20 psia y la temperatura es igual a 200 °F. Tras impactar contra unos álabes de los que se extrae trabajo en eje, el gas llega a un lugar aguas abajo en el que la presión es 15 psia. Si el flujo másico es 1.95 lb_m/s, determínese (a) el trabajo en eje, y (b) el calor transferido, ambos en $\text{ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lb}_m$. Por último, (c) calcúlese la generación total de entropía en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, si el calor se suministra desde una fuente térmica a 400 °F.
- 7.90I. Se comprime aire desde 14 psia y 40 °F hasta 70 psia, en un proceso isoterma. La corriente en el compresor, de 2.0 lb_m/s, es estacionaria. Las energías cinética y potencial son despreciables. Calcúlese (a) la potencia de entrada, y (b) el flujo de calor cedido, ambos en Btu/s, si el proceso transcurre sin fricción. El área de entrada es 40 in² y el área de salida 30 in². (c) Calcúlese la generación total de entropía en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, si la temperatura del entorno es 40 °F.

CAPÍTULO

8

ALGUNAS CONSECUENCIAS DE LA SEGUNDA LEY



Los generadores conectados a las turbinas hidráulicas de la planta de potencia de la presa Ocoee n.º 2 pueden llegar a producir 18.000 kW de electricidad. (Cortesía de TVA.)

En el capítulo anterior se han tratado los métodos para evaluar la producción de entropía de distintos tipos de sustancias. Estos métodos se han utilizado para determinar la variación de entropía tanto de sistemas cerrados como abiertos. En este capítulo se presta particular atención a algunas consecuencias de la segunda ley para procesos adiabáticos. Además, se describe un ciclo especial realizado por un motor térmico internamente reversible, denominado ciclo de Carnot.

8.1. PROCESOS ISOENTRÓPICOS

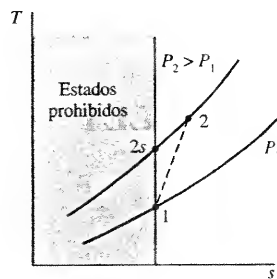


Figura 8.1. Modelo isoentrópico de un proceso real en el que se produce un aumento de presión.



Nótese que los procesos isoentrópicos son modelos estándar para los procesos reales.

Los procesos internamente reversibles tienen un significado especial para los ingenieros. Como no intervienen efectos disipativos y de no equilibrio, los procesos internamente reversibles pueden utilizarse como modelos estándar con los que pueden compararse todos los procesos reales (irreversibles). La variación de entropía de una masa fija cualquiera que experimenta un proceso internamente reversible viene dada por la expresión $dS = (\delta Q/T)_{\text{int rev}}$. Por tanto, la variación de entropía de una masa determinada en un proceso adiabático e internamente reversible debe ser cero. Cuando la entropía de una sustancia no varía durante el proceso, el proceso se denomina **isoentrópico** (entropía constante). Muchos dispositivos de interés en ingeniería son prácticamente adiabáticos. Así, los procesos isoentrópicos se utilizan como modelos idealizados con los que pueden compararse los procesos reales adiabáticos.

En el diagrama Ts de la Figura 8.1 se muestra el modelo elegido para un proceso adiabático real, en el que se produce un aumento de presión. Si un proceso internamente reversible se realiza adiabáticamente, el estado final $2s$ queda justo encima del 1 y el proceso es isoentrópico. Sin embargo, si hay irreversibilidades, el estado final 2 debe quedar a la derecha del estado 1, sobre la línea P_2 , es decir, $s_2 > s_1$. El aumento de entropía viene dado por la segunda ley, $dS_{\text{adia}} = \delta\sigma \geq 0$. (En este estudio y en otros que se realizarán posteriormente en este texto, el subíndice s representa el estado final isoentrópico, mientras que el estado final real al que se llega tras un proceso irreversible se representa sin subíndice.) La posición del estado 2 en la línea P_2 depende de la magnitud de las irreversibilidades, es decir, de σ . El estado 2 no puede quedar a la izquierda de la línea vertical que pasa por 1, ya que todos los estados a la izquierda de esta línea están prohibidos para procesos adiabáticos. En consecuencia, el proceso isoentrópico es el proceso *límite* en el que las irreversibilidades se reducen a cero en condiciones adiabáticas. Como condición límite, el proceso isoentrópico es un estándar de comportamiento con el que pueden compararse los procesos adiabáticos reales. Por tanto, resulta útil estudiar cómo varían P , T y v en un proceso isoentrópico. A continuación se desarrollan relaciones de isoentropía para distintos tipos de sustancias.

8.1.1. RELACIONES DE ISOENTROPÍA PARA UN GAS IDEAL

En el Apartado 7.3 se ha evaluado la variación de entropía de un gas ideal, tanto contabilizando con precisión la variación de las capacidades térmicas específicas con la temperatura como utilizando valores constantes o medios de las capacidades térmicas específicas. Se puede aplicar la misma aproximación al desarrollo de relaciones de *isoentropía* para un gas ideal.

Uso de capacidades térmicas específicas variables. Para conseguir una buena precisión en el cálculo de un proceso isoentrópico en el que interviene un gas ideal es necesario tener en cuenta la variación de las capacidades térmicas con la temperatura. La forma más directa de conseguir esto consiste en utilizar la Ecuación [7.21], es decir,

$$\Delta s = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [7.21]$$

Para un *gas ideal que realiza un proceso isoentrópico*, esta ecuación se reduce a

$$s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} = 0 \quad \text{isoentrópico, gas ideal} \quad [8.1]$$

donde los valores de s^0 son función únicamente de la temperatura. Así, la Ecuación [8.1] es una relación entre las variables T_1 , T_2 , P_1 y P_2 . Cuando en un proceso isoentrópico se conocen tres de las variables, puede calcularse la cuarta.

El uso de los datos de s^0 , junto con la Ecuación [8.1], proporciona un método general para evaluar las variaciones de las propiedades de gases ideales en procesos isoentrópicos. En el caso de la tabla del aire del Apéndice se ha dado un paso más en este método. Ordenando la Ecuación [8.1], toma la forma

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s = \exp \frac{s_2^0 - s_1^0}{R} = \frac{\exp (s_2^0/R)}{\exp (s_1^0/R)} \quad [8.2]$$

donde el subíndice s del cociente de presiones resalta que la evolución es isoentrópica. Para un estado dado se define una nueva función denominada **presión relativa** p_r , como

$$p_r \equiv \exp (s^0/R) \quad [8.3]$$

Téngase en cuenta que la función p_r es *únicamente función de la temperatura*, puesto que s^0 es función sólo de la temperatura. Como resultado de la definición anterior de p_r , la Ecuación [8.2] resulta

$$\left(\frac{P_2}{P_1}\right)_s = \frac{p_{r2}}{p_{r1}} \quad \text{isoentrópico, gas ideal} \quad [8.4]$$

Los valores de la presión relativa p_r están tabulados en función de la temperatura en las tablas del aire A.5 y A.51. (Como los valores de p_r que se obtienen con la Ecuación [8.3] son muy grandes, se multiplican por un factor de escala para que en la tabla aparezca un intervalo de valores más adecuado.) Puesto que los datos de p_r se han deducido a partir de los datos de s^0 , debe obtenerse la misma solución utilizando la Ecuación [8.1] o la [8.4], dentro de la precisión de las tablas del aire.

En algunos casos es necesario utilizar como datos de entrada en procesos isoentrópicos volúmenes en lugar de presiones. Este problema puede resolverse utilizando la Ecuación [8.1], pero es necesario iterar. Se puede desarrollar un método más simple teniendo en cuenta que

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)_s = \frac{P_1 T_2}{P_2 T_1} = \frac{p_{r1} T_2}{p_{r2} T_1} = \frac{T_2}{T_1} \frac{p_{r1}}{p_{r2}}$$

Téngase en cuenta que la magnitud T/p_r es función únicamente de la temperatura. Se define a continuación una nueva propiedad denominada **volumen relativo** v_r , mediante la relación $v_r \equiv CT/p_r$, donde C es un factor de escala arbitrario. Por tanto,

$$\left(\frac{v_2}{v_1}\right)_s = \frac{v_{r2}}{v_{r1}} \quad \text{isoentrópico, gas ideal} \quad [8.5]$$

para un *proceso isoentrópico en el que interviene un gas ideal*. Las tablas del aire A.5 y A.51 contienen también los datos de v_r del aire. (En la literatura pueden encontrarse datos de presiones y volúmenes relativos para unos cuantos gases ideales.)

Téngase en cuenta que el conjunto de relaciones anteriores es válido para una masa determinada de un gas ideal que experimenta un proceso a entropía constante. Esta masa puede formar parte de un sistema cerrado o circular por un volumen de control en régimen estacionario. En la Figura 8.2 están representadas en un diagrama Pv las líneas isoentrópicas e isotermas con el fin de compararlas. Para gases ideales, las líneas isoentrópicas tienen una pendiente más negativa que las líneas isotermas, medida en el mismo punto del diagrama Pv .

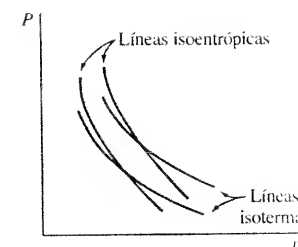


Figura 8.2. Líneas isoentrópicas e isotermas de un gas ideal en un diagrama presión-volumen.



Considérese la posición relativa de las líneas isotermas e isoentrópicas en un diagrama Pv .

EJEMPLO 8.1

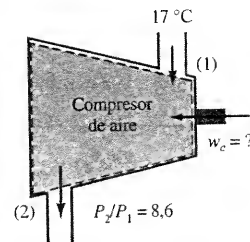


Figura 8.3. Esquema del dispositivo y datos del Ejemplo 8.1.

A un compresor adiabático entra aire en régimen estacionario a 17 °C y se comprime, con una relación de presiones de 8,6 : 1. Si se supone que el compresor es internamente reversible y que el aire es un gas ideal, determínese, en kJ/kg, el trabajo que es necesario aportar utilizando datos tanto de s^0 como de p_r .

Solución

Datos. Compresión de aire adiabática e internamente reversible, como se muestra en la Figura 8.3.

Incógnitas. w , en kJ/kg, utilizando datos de s^0 y de p_r .

Modelo. Proceso internamente reversible, en régimen estacionario. Gas ideal, despreciando variaciones de energía cinética y potencial.

Metodología. Aplicar balances de masa, energía y entropía utilizando las relaciones adecuadas entre propiedades.

Análisis. En la Figura 8.3 se muestra, mediante la línea discontinua, el volumen de control elegido. Los balances de energía y entropía para un volumen de control en régimen estacionario, con una entrada y una salida, son

$$0 = q + w + (h_1 - h_2) - \Delta e_c - \Delta e_p$$

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

Para un compresor adiabático en el que se pueden despreciar las variaciones de energía cinética y potencial, estas ecuaciones se simplifican más, hasta

$$w = h_2 - h_1 \quad \text{y} \quad 0 = s_2 - s_1$$

Si el aire se modela como gas ideal, la entalpía sólo es función de la temperatura. Se conoce T_1 , pero es necesario calcular T_2 . La temperatura final se calcula utilizando la ecuación de variación de entropía de un gas ideal, $\Delta s = s_2 - s_1 = s_2^0 - s_1^0 - R \ln P_2/P_1$. Como $\Delta s = 0$ y s_1^0 depende de T_1 , entonces

$$s_2^0 = s_1^0 + R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

En la Tabla A.5 se encuentra que el valor de s_1^0 a 290 K es 1.66802 kJ/kg · K. Sustituyendo los datos conocidos en la ecuación anterior se obtiene

$$s_2^0 = \left(1.66802 + \frac{8.314}{28.97} \ln 8.6 \right) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 2.286 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Interpolando linealmente en la Tabla A.5 se obtiene que este valor de s_2^0 corresponde a una temperatura T_{2s} de 533 K. Interpolando de nuevo se obtiene que a 533 K, h_{2s} es 536,8 kJ/kg; a 290 K, h_1 es 290,16 kJ/kg. Así, el trabajo del compresor w_c es

$$w_c = h_{2s} - h_1 = (536,8 - 290,2) \text{ kJ/kg} = 246,6 \text{ kJ/kg}$$

Existe un segundo método de cálculo en el que intervienen la Ecuación [8.4], $(P_2/P_1)_s = p_{r,2}/p_{r,1}$ y los datos de p_r . En la Tabla A.5 se encuentra que $p_{r,1}$ es 1,2311. El estado final se calcula mediante

$$p_{r,2} = p_{r,1} \frac{P_2}{P_1} = 1,2311(8,6) = 10,59$$

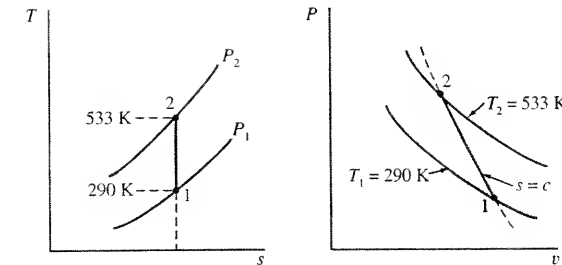


Figura 8.4. Diagramas Ts y Pv del proceso del Ejemplo 8.1.

Interpolando linealmente en la Tabla A.5 se encuentra que T_{2s} es 533 K, que concuerda con el resultado anterior obtenido utilizando los datos de s^0 . El resultado para el trabajo de entrada al compresor es de nuevo 246,6 kJ/kg. En la Figura 8.4 se muestra el camino del proceso isoentrópico en los diagramas Ts y Pv .

Comentario. Aunque en un proceso isoentrópico s es constante, el mero hecho de que $s_2 = s_1$ no es suficiente para asegurar que el proceso es isoentrópico. Las hipótesis de un proceso internamente reversible y adiabático *son suficientes* para asegurar que es isoentrópico.

Uso de capacidades térmicas específicas constantes y medias. En algunos procesos en los que intervienen gases resulta apropiado suponer que las capacidades térmicas son constantes, o bien que se puede utilizar un valor medio. Al desarrollar las relaciones de isoentropía con esta condición es útil introducir otra propiedad intrínseca, el cociente de capacidades térmicas γ . Este cociente se define como

$$\gamma \equiv \frac{c_p}{c_v} \quad [8.6]$$

Para la mayoría de las sustancias, el valor de γ está comprendido en un estrecho intervalo que va de 1 a 1,67. A temperatura ambiente, el valor del cociente de capacidades térmicas específicas de muchos gases diatómicos es aproximadamente 1,4 (véanse las Tablas A.3 y A.3I). El cociente de capacidades térmicas específicas está relacionado con c_v y c_p mediante las relaciones siguientes:

$$c_v = \frac{R}{\gamma - 1} \quad \text{gas ideal} \quad [8.7]$$

$$c_p = \frac{R\gamma}{\gamma - 1} \quad \text{gas ideal} \quad [8.8]$$

Como se ha indicado, estas ecuaciones sólo son válidas para gases ideales.

En el Apartado 7.3 las ecuaciones $T ds$ se aplican a gases ideales. En el caso en que las capacidades térmicas específicas se supongan constantes o se tome un valor medio en el intervalo de temperatura que se considere, son válidas las siguientes relaciones:

$$\Delta s = c_{v,m} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \quad [7.11]$$

$$\Delta s = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [7.12]$$

En los procesos isentrópicos $\Delta s = 0$. Si las Ecuaciones [7.11] y [7.12] se igualan a cero, se obtienen las relaciones siguientes:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} \quad \text{isentrópico, gas ideal} \quad [8.9a]$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad \text{isentrópico, gas ideal} \quad [8.10a]$$

El cociente de capacidades térmicas específicas γ aparece en las ecuaciones anteriores al utilizar las Ecuaciones [8.7] y [8.8]. Si se sustituye la Ecuación [8.9a] en la Ecuación [8.10a] de modo que se elimine la variable T , entonces

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma} \quad \text{isentrópico, gas ideal} \quad [8.11a]$$

Otra forma de expresar estas tres relaciones de isentropía entre P , v y T es

$$T(v)^{\gamma-1} = \text{constante} \quad [8.9b]$$

$$T^{\gamma} P^{1-\gamma} = \text{constante} \quad [8.10b]$$

$$Pv^{\gamma} = \text{constante} \quad [8.11b]$$

Las Ecuaciones [8.9] a [8.11] son ecuaciones de *proceso* para los cambios de estado a *entropía constante de gases ideales con capacidades térmicas específicas constantes o medias*. Las ecuaciones son bastante precisas cuando la variación de temperatura durante el proceso no supera unos pocos cientos de grados. Las ecuaciones anteriores son de nuevo válidas para gases ideales en sistemas cerrados o que circulan por un volumen de control en régimen estacionario.

En turbinas y compresores en los que la corriente es isentrópica y los valores de Δe_c y Δe_p son despreciables, el balance energético en régimen estacionario, $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$, se reduce a $w_{\text{est}} = \Delta h$. A partir de las relaciones de isentropía para procesos politrópicos que se han presentado en el Apartado 7.6.2 puede obtenerse una ecuación alternativa para w_{est} . Un proceso isentrópico es simplemente un proceso politrópico en el que $n = \gamma$. Por tanto, a partir de la Ecuación [7.37],

$$w_{\text{est, isoen}} = \frac{\gamma(P_2 v_2 - P_1 v_1)}{\gamma - 1} = \frac{\gamma R T_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right] \quad [8.12]$$

donde $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$. Cuando un gas ideal experimenta un proceso isentrópico dentro de un dispositivo cilindro-émbolo, la Ecuación [7.36] para el trabajo $P dv$ resulta

$$w_{\text{comp/exp, isoen}} = \frac{P_2 v_2 - P_1 v_1}{\gamma - 1} = \frac{R(T_2 - T_1)}{\gamma - 1} \quad [8.13]$$

En cualquier caso, debe elegirse un valor medio de γ adecuado.

A un compresor adiabático entra aire en régimen estacionario a 17°C y se comprime con una relación de presiones de 8,6 : 1. Si se supone que el proceso es internamente reversible, determínese el trabajo que es necesario suministrar, en kJ/kg, utilizando datos de capacidades térmicas específicas. Compárese el resultado con el del Ejemplo 8.1 en el que se han utilizado datos de s^0 y P_r .

Solución

Datos. Compresión de aire en régimen estacionario, como se muestra en la Figura 8.5.

Incógnitas. w , en kJ/kg, utilizando datos de capacidades térmicas específicas.

Modelo. Adiabático, internamente reversible, estacionario. Gas ideal, Δe_c y Δe_p despreciables, c_v y c_p constantes.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía al volumen de control utilizando las relaciones adecuadas entre propiedades.

Análisis. Este problema es idéntico al del Ejemplo 8.1, excepto en la forma de tratar el modelo de gas ideal. Del Ejemplo 8.1, las formas simplificadas de los balances de energía y entropía son

$$w = h_2 - h_1 \quad y \quad 0 = s_2 - s_1$$

Para un gas ideal cuya capacidad térmica específica es constante, estas dos ecuaciones resultan

$$w_{\text{est}} = h_2 - h_1 = c_{p,m}(T_2 - T_1)$$

$$0 = s_2 - s_1 = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1}$$

La temperatura final se calcula reordenando la ecuación anterior de la entropía para obtener

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{R/c_{p,m}} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma}$$

que está basada en capacidades térmicas específicas medias. Puesto que no se conoce T_2 , para evaluar γ se utiliza la temperatura de entrada de 17°C . En la Tabla A.3 se encuentra que γ es 1,40, y por tanto $(\gamma - 1)/\gamma = 0,286$. Utilizando la Ecuación [8.10a] anterior, entonces

$$T_2 = T_1(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} = 290 \text{ K} \times (8,6)^{0,286} = 537 \text{ K}$$

Por tanto, utilizando el valor de c_p a la entrada, que es 1,005 kJ/kg · K, se tiene

$$w_{\text{est, isoen}} = c_p(T_2 - T_1) = 1,005(537 - 290) \text{ kJ/kg} = 248 \text{ kJ/kg}$$

El valor medio de γ entre 290 y 537 K es alrededor de 1,39, de modo que cuando se utiliza el valor de 1,40 a T_1 sólo se comete un pequeño error.

El segundo método para calcular w_{est} , que consiste en tomar como base la Ecuación [8.12], es

$$\begin{aligned} w_{\text{est, isoen}} &= \frac{\gamma R T_1}{\gamma - 1} \left[\left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1 \right] = \frac{1,4(8,314)(290) \text{ kJ/kmol}}{(1,4 - 1)(28,97) \text{ kg/kmol}} [(8,6)^{(1,4-1)/1,4} - 1] = \\ &= 247,6 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

EJEMPLO 8.2

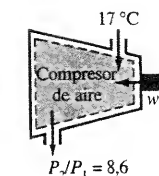


Figura 8.5. Esquema del dispositivo y datos del Ejemplo 8.2.



Nótese que las relaciones de isentropía son válidas tanto para sistemas cerrados como abiertos.

donde 28,97 kg/kmol es la masa molar del aire. Estos métodos de cálculo del trabajo en eje son equivalentes. En los diagramas P - v y T - s de la Figura 8.4 se muestra de nuevo la forma general del proceso.

Comentario. En el Ejemplo 8.1 se obtuvo que T_2 era 533 K y que w era 246,6 kJ/kg. Debido a que el intervalo de temperaturas que se considera es pequeño, el uso de capacidades térmicas específicas constantes conduce a resultados bastante parecidos a los obtenidos teniendo en cuenta capacidades térmicas específicas variables.

8.1.2. RELACIONES DE ISOENTROPÍA PARA SUSTANCIAS INCOMPRESIBLES

Si la capacidad térmica específica de una sustancia incompresible es básicamente constante, su variación de entropía específica viene dada por la Ecuación [7.23]

$$\Delta s = c_m \ln \frac{T_2}{T_1} \quad [7.23]$$

En consecuencia, utilizando como base la ecuación anterior, un proceso isoentrópico llevado a cabo por una sustancia incompresible es aquel en el que $T_2 = T_1$. Es decir, *la temperatura no varía si no varía la entropía*.

Como resultado, puesto que para una sustancia incompresible $du = cdT$, en un proceso isoentrópico $\Delta u = 0$.

En resumen, cuando el fluido se modela como incompresible y el proceso se modela como isoentrópico, el volumen específico, la entropía específica, la temperatura y la energía interna específica son constantes. Sin embargo, propiedades como la presión, la entalpía, la velocidad y la altura pueden variar significativamente durante los procesos de flujo. Puede parecer que, al permanecer v , s , T y u constantes durante el proceso, se viola el postulado de estado para sustancias compresibles simples. Recuerdese, sin embargo, que esta situación es un *modelo* que representa una condición límite. Resulta que el modelo es bastante útil para predecir el comportamiento real.

En muchos diseños de ingeniería tiene gran importancia el transporte de líquidos en conductos. Las bombas pueden formar parte o no del volumen de control y los conductos pueden tener diámetros diferentes en distintas secciones de los sistemas de flujo. Además, el fluido puede experimentar un cambio de altura considerable. En régimen estacionario, $dE/dt = 0$. Así, el principio de conservación de la energía para el flujo en conductos, basado en la Ecuación [5.22], tiene la forma

$$q + w_{\text{eje}} = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p \quad [5.22]$$

Para flujo incompresible, $\Delta h = \Delta u + v \Delta P$. Por tanto, se puede modificar la ecuación anterior, que queda de la forma

$$w_{\text{eje}} = \Delta u + v \Delta P + \Delta e_c + \Delta e_p - q \quad [8.14]$$

Esta ecuación se reduce, dando lugar a formas diferentes dependiendo de si en el proceso intervienen interacciones calor y/o trabajo, así como si el proceso es internamente reversible o no.

EJEMPLO 8.3

Una bomba extrae de un depósito de almacenamiento una solución de densidad relativa 1,50 por una tubería de 8 cm. La velocidad a la entrada de la tubería es 1,2 m/s. La altura del líquido en el depósito de almacenamiento se mantiene constante rellenándolo con líquido de aporte. El extremo abierto de la tubería de descarga, de 5 cm, está situado 15 m por encima del nivel máximo del líquido de almacenamiento. Si se supone que el proceso es internamente reversible y adiabático, y el fluido es incompresible, determínese la potencia suministrada a la bomba, en kilovatios.

Solución

Datos. Se bombea un fluido en un sistema de tuberías variando su altura y su velocidad, como se muestra en la Figura 8.6.

Incógnitas. Potencia suministrada a la bomba, en kilovatios.

Modelo. Corriente estacionaria, internamente reversible, adiabática; fluido incompresible.

Metodología. Utilizar el balance energético y las relaciones entre propiedades para un fluido incompresible.

Análisis. En la Figura 8.6, el nivel máximo del fluido en el depósito de almacenamiento y la descarga de la tubería de 5 cm se designan como estados 1 y 2. El estado a es un estado intermedio en la tubería de 8 cm, en el que la velocidad es 1,2 m/s. El volumen de control incluye el fluido contenido hasta el nivel máximo del depósito de almacenamiento y el contenido en el sistema de tuberías. Como para un volumen de control en régimen estacionario $dE/dt = 0$, la ecuación de la energía se reduce a

$$q + w_{\text{eje}} = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Para una corriente incompresible, $\Delta h = \Delta u + v \Delta P$. Así, el balance energético resulta

$$w_{\text{eje}} = \Delta u + v \Delta P + \Delta e_c + \Delta e_p - q$$

Para el mismo volumen de control, el balance de entropía es

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

Utilizando la restricción de corriente adiabática internamente reversible ($\sigma_m = q_j = 0$), el balance de entropía queda reducido a $s_2 - s_1 = 0$. Pero para una sustancia incompresible $\Delta s = c \ln T_2/T_1$ y $\Delta u = c \Delta T$. Puesto que $\Delta s = 0$, $T_2 = T_1$ y $\Delta u = 0$. Así, la ecuación de la energía queda reducida a

$$w_{\text{est, rev}} = v \Delta P + \Delta e_c + \Delta e_p$$

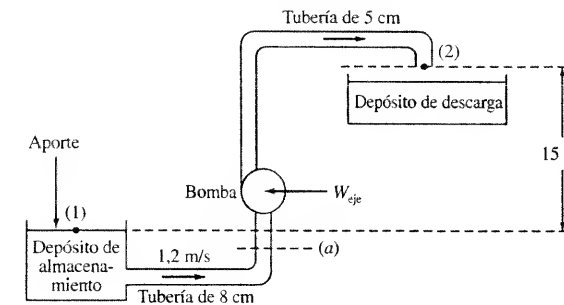


Figura 8.6. Esquema y datos del proceso de flujo del Ejemplo 8.3.



Considérese qué propiedades de una sustancia incompresible permanecen constantes durante un proceso isoentrópico.

Para el volumen de control elegido, $P_1 = P_2$ y, por tanto, $v \Delta P$ es cero. Resulta

$$w_{\text{est, rev}} = \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} + g(z_2 - z_1)$$

La velocidad inicial V_1 es prácticamente cero, ya que el diámetro D_1 del depósito de almacenamiento es mucho más grande que el diámetro D_a de la tubería de entrada. La velocidad en el estado 2 puede calcularse a partir de la ecuación de continuidad, ya que se conoce la velocidad en el estado a y $\dot{m}_a = \dot{m}_2$. Así

$$V_2 = V_a \frac{A_a}{A_2} = V_a \left(\frac{D_a}{D_2} \right)^2 = 1,2 \left(\frac{8}{5} \right)^2 = 3,1 \text{ m/s}$$

Si se toma g como $9,8 \text{ m/s}^2$, al sustituir los datos en la ecuación de la energía, resulta

$$w_{\text{est, isoen}} = \left[\frac{(3,1)^2}{2} + 15(9,8) \right] \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} = (4,8 + 147) \text{ N} \cdot \text{m/kg} = 152 \text{ N} \cdot \text{m/kg}$$

Nótese que la variación de energía potencial del agua es la responsable de casi todo el trabajo requerido.

La potencia necesaria se calcula mediante la relación $\dot{W} = \dot{m}w$. Si la densidad del agua se toma igual a 1.000 kg/m^3 (el valor a temperatura ambiente), entonces la densidad del líquido dado es 1.500 kg/m^3 . Así, el flujo másico es

$$\dot{m} = \rho A V = (1,5 \times 10^3) \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \times \frac{\pi(8)^2}{4} \text{ cm}^2 \times 1,2 \frac{\text{m}}{\text{s}} \times 10^{-4} \frac{\text{m}^2}{\text{cm}^2} = 9,05 \text{ kg/s}$$

Finalmente, la potencia de entrada necesaria es

$$\dot{W} = \dot{m}w = 9,05 \text{ kg/s} \times 152 \text{ N} \cdot \text{m/kg} = 1.376 \text{ W} = 1,38 \text{ kW}$$

8.1.3. CÁLCULO DE PROCESOS ISOENTRÓPICOS UTILIZANDO DATOS DE SOBRECALENTAMIENTO Y SATURACIÓN

Para evaluar las variaciones de las propiedades de los fluidos a entropía constante en las regiones de sobrecalentamiento o de saturación no hay relaciones especiales distintas de $s_2 = s_1$. No obstante, esta información del proceso, unida a los datos de los estados inicial y final, suele resultar suficiente. Para completar el análisis puede ser necesario el uso del balance energético o de la ecuación de continuidad. A continuación se presentan algunos ejemplos de este tipo de cálculo.

EJEMPLO 8.4

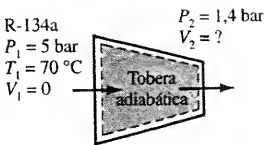


Figura 8.7. Esquema de la tobera y datos del Ejemplo 8.4.

Por una tobera adiabática pasa, en régimen estacionario y de forma reversible, una corriente de refrigerante 134a hasta que la presión alcanza 1,4 bar. A la entrada de la tobera la presión y la temperatura son 5 bar y 70°C respectivamente. Determinése la velocidad de salida, en m/s, si la velocidad de entrada es pequeña.

Solución

Datos. Por una tobera adiabática pasa refrigerante 134a, como se muestra en la Figura 8.7.

Incógnitas. V_2 , en m/s.

Modelo. Corriente adiabática, internamente reversible; $V_1 \approx 0$, $\Delta e_p = 0$.

Metodología. Utilizar datos de las tablas en las ecuaciones de la energía y de la entropía para un volumen de control en régimen estacionario.

Análisis. Los balances de energía y entropía para un volumen de control en régimen estacionario con una entrada y una salida son

$$0 = q + w + (h_1 - h_2) + \frac{V_1^2}{2} - \frac{V_2^2}{2} + g(z_1 - z_2)$$

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

La corriente es internamente reversible ($\sigma_m = 0$) y adiabática ($q_j = 0$). Así, el balance de entropía se reduce a $s_2 = s_1$, y la corriente es isoentrópica. Además, si se desprecia la variación de energía potencial y $w = q = 0$, el balance energético resulta

$$0 = h_1 - h_2 + \frac{V_1^2 - V_2^2}{2}$$

Si $V_1 \ll V_2$, la ecuación de la energía puede escribirse como

$$V_2^2 = 2(h_1 - h_2)$$

Si se determina h_2 , V_2 puede calcularse con la ecuación anterior. De la Tabla A.18 se obtiene que, a 5 bar y 70°C , el valor de h_1 es $309,92 \text{ kJ/kg}$ y el de s_1 es $1,0825 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. El estado final se determina a partir de los valores de P_2 y s_2 , que debe ser igual a s_1 . A 1,4 bar el valor de s_g es $0,9322 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$, de modo que el estado final es también vapor sobrecalentado. En la Tabla A.18 se encuentra que $s = 1,0828 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ a 1,4 bar y 30°C . Es un valor cercano al de s_1 determinado antes. Por tanto, en este estado de 1,4 bar y 30°C , $h_{2s} = 277,97 \text{ kJ/kg}$. Al sustituir estos valores en el balance energético, se obtiene

$$\frac{V_2^2}{2} = (309,92 - 277,97) \text{ kJ/kg} \times \frac{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}}{1 \text{ kJ}} \times \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}}{\text{N} \cdot \text{s}^2}$$

Así

$$V_2 = (63.900 \text{ m}^2/\text{s}^2)^{1/2} = 253 \text{ m/s}$$

Esta es la velocidad de salida máxima en las condiciones especificadas. En el diagrama Ts de la Figura 8.8 se muestra el proceso isoentrópico.

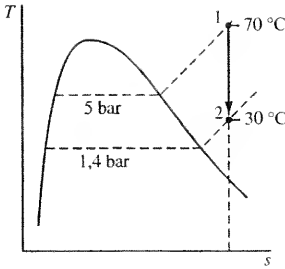


Figura 8.8. Diagrama Ts del proceso del Ejemplo 8.4.

En un dispositivo cilindro-émbolo se expande adiabáticamente vapor de agua, que inicialmente está a 600 psia y 900°F , siendo la relación de presiones P_1/P_2 de 10:1. Si el proceso es internamente reversible, calcúlese el trabajo obtenido en Btu/lb_m .

Solución

Datos. En un dispositivo cilindro-émbolo se expande adiabáticamente vapor de agua, como se muestra en la Figura 8.9.

Incógnitas. w_{sal} , en Btu/lb_m .

Modelo. Sistema cerrado; expansión adiabática e internamente reversible.

Metodología. Utilizar los balances de energía y entropía para sistemas cerrados junto con los datos de las tablas.

EJEMPLO 8.5

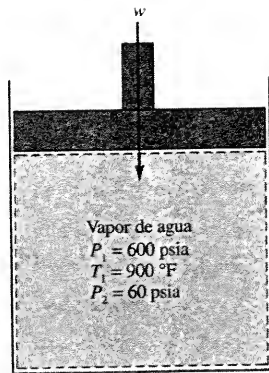


Figura 8.9. Esquema del equipo y datos del Ejemplo 8.5.

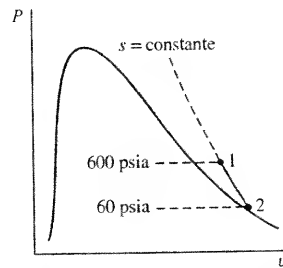


Figura 8.10. Proceso isoentrópico del Ejemplo 8.5 representado en un diagrama Pv .

Análisis. El trabajo se calcula a partir del balance energético aplicado a un sistema cerrado $q + w = \Delta u$. Como el proceso es adiabático, esta ecuación se reduce a

$$w = u_2 - u_1$$

El balance de entropía para este sistema es

$$\Delta s = \int \frac{\delta q}{T} + \sigma_m$$

Dado que el proceso es adiabático e internamente reversible, $\Delta s = 0$, y el proceso es isoentrópico. Utilizando los datos de las tablas, hay que evaluar ahora u_1 y u_2 . El valor de u_1 se determina al ser conocidas P_1 y T_1 . De la tabla del vapor A.14I, en el estado inicial,

$$P_1 = 600 \text{ psia} \quad T_1 = 900 \text{ °F} \quad u_1 = 1.318,4 \text{ Btu/lb}_m \quad s_1 = 1,6766 \text{ Btu/lb}_m \cdot \text{°R}$$

Como la entropía específica permanece constante durante el proceso, el estado final está a 60 psia y tiene una entropía específica de 1,6766 Btu/lb_m · °R. La entropía del vapor saturado a 60 psia es 1,6433 Btu/lb_m · °R, y $s_2 > s_g$. Por tanto, en el estado final el fluido es vapor sobrecalentado. Entrando de nuevo en la Tabla A.14I se encuentra que a 60 psia la temperatura final está comprendida entre 300 y 350 °F. Interpolando linealmente se obtiene una temperatura de

$$T_2 = 300 \text{ °F} + 50 \text{ °F} \times \frac{1,6766 - 1,6496}{1,6830 - 1,6496} = 340 \text{ °F}$$

De forma análoga, la energía interna es 1.117,4 Btu/lb_m. Por tanto, el trabajo comunicado es

$$w_{\text{isocen}} = u_2 - u_1 = (1.117,4 - 1.318,4) \text{ Btu/lb}_m = -201,0 \text{ Btu/lb}_m$$

Este es el trabajo máximo posible que se puede extraer del gas contenido en el dispositivo cilindro-émbolo en las condiciones de funcionamiento especificadas. En la Figura 8.10 se muestra un diagrama Pv del proceso.

El estudio en este apartado se ha centrado en el comportamiento isoentrópico de las sustancias en distintos sistemas cerrados y abiertos. Aunque en la práctica ningún proceso es isoentrópico, es un concepto que tiene gran importancia cuando se trata de dispositivos que son prácticamente adiabáticos. Dado que, por definición, los procesos internamente reversibles están libres de efectos disipativos y de no equilibrio, el comportamiento isoentrópico de un dispositivo puede utilizarse como un estándar con el que comparar el comportamiento real de los dispositivos adiabáticos. Las condiciones de isoentropía conducen a *maximizar* o *minimizar* las variables importantes de un sistema, como el trabajo o las propiedades del estado final, como la velocidad, la temperatura o la presión.

8.2. RENDIMIENTOS ADIABÁTICOS DE DISPOSITIVOS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Las irreversibilidades acompañan necesariamente a las corrientes fluidas a través de dispositivos estacionarios reales y degradan el comportamiento de estos dispositivos. Resulta útil disponer de parámetros para comparar el comportamiento real con el que se alcanzaría en condiciones *ideales*. En el desarrollo de estos parámetros es necesario reconocer que el flujo real a través de muchos dispositivos de ingeniería es prácticamente adiabático. El comportamiento ideal de los

equipos adiabáticos tiene lugar cuando el flujo es también internamente reversible y, por tanto, isoentrópico. Así, una buena medida para ver si se consigue consiste en comparar el comportamiento real con el comportamiento que tendría en condiciones isoentrópicas. Esta comparación se expresa mediante un parámetro conocido como *rendimiento adiabático* o *isoentrópico* de un dispositivo. (El rendimiento adiabático se denomina a veces rendimiento de la *primera ley*. Los rendimientos de la segunda ley se definen en el Capítulo 9.) A continuación se desarrollan las definiciones y el uso de los rendimientos adiabáticos de turbinas, toberas, compresores y bombas.

Antes de comenzar con el estudio de estos dispositivos, resulta de gran ayuda resumir las ecuaciones básicas que gobiernan su comportamiento. El análisis se limita a dispositivos que puedan modelarse como volúmenes de control en *régimen estacionario* con *una entrada y una salida*, como turbinas, compresores, bombas y toberas. En estas condiciones, los balances de energía y entropía por unidad de masa pueden escribirse como

$$0 = w + (h_1 - h_2) + \left(\frac{V_1^2}{2} - \frac{V_2^2}{2} \right) + g(z_1 - z_2) \quad [8.15]$$

$$0 = s_1 - s_2 + \sigma_m \quad [8.16]$$

Estas ecuaciones se utilizarán a continuación para obtener el rendimiento adiabático de algunos dispositivos de flujo importantes.

8.2.1. RENDIMIENTO ADIABÁTICO DE UNA TURBINA

El objetivo de la turbina es producir trabajo. Por tanto, el *rendimiento adiabático* (o *isoentrópico*) de la turbina η_T se define como el cociente entre el trabajo de salida real w_{sal} (o potencia de salida \dot{W}_{sal}) y el trabajo de salida isoentrópico $w_{s,\text{sal}}$ (o potencia de salida $\dot{W}_{s,\text{sal}}$) que se obtendría si el fluido se expansionase desde el mismo estado de entrada hasta la misma presión de salida. Es decir,

$$\eta_T \equiv \frac{w_{\text{sal}}}{w_{s,\text{sal}}} = \frac{\dot{W}_{\text{sal}}}{\dot{W}_{s,\text{sal}}} \quad (\text{turbina}) \quad [8.17]$$

donde el subíndice s representa el proceso adiabático e internamente reversible (isoentrópico). (El proceso real se representa sin subíndice.) Si el estado de entrada real se identifica como estado 1, entonces las condiciones reales de salida se identifican como estado 2 y el estado *hipotético* de salida del proceso ideal (isoentrópico) se identifica como estado 2s. Cuando las variaciones de energía cinética y potencial a través de la turbina son despreciables, el balance energético dado por la Ecuación [8.15] se reduce a $w_{\text{sal}} = h_1 - h_2$. En este caso, el rendimiento adiabático de la turbina resulta

$$\eta_T = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} \quad (\text{turbina en la que } \Delta e_c = \Delta e_p = 0) \quad [8.18]$$

En el diagrama hs de la Figura 8.11 se muestra la relación existente entre el término del trabajo real $h_1 - h_2$ y el término del trabajo isoentrópico $h_1 - h_{2s}$. El balance de entropía para procesos adiabáticos exige que la variación de entropía sea igual o mayor que cero. Con el mismo estado inicial y la misma presión final, el estado 2 correspondiente a la expansión irreversible debe quedar a la derecha del estado 2s, pero en la misma línea de presión P_2 . Esto exige que para una expansión irreversible $h_1 - h_2$ sea siempre menor que $h_1 - h_{2s}$. Por tanto, el rendimiento de una turbina adiabática real es siempre menor que la unidad. El valor de η_T de las turbinas reales varía entre el 80 y el 90 por 100.

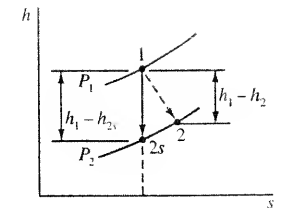


Figura 8.11. Diagrama hs en el que se comparan las variaciones de entalpía en los procesos real e isoentrópico de una turbina.

EJEMPLO 8.6

Una turbina de gas funciona con hidrógeno gaseoso que inicialmente se encuentra a 480 K. El valor de P_1/P_2 es 2,27 : 1. El proceso es adiabático, pero las irreversibilidades reducen el trabajo de salida al 80 por 100 del valor isoentrópico. Despreciando las variaciones de energía cinética y potencial, determínese (a) el trabajo de salida máximo posible, en kJ/kg, (b) el trabajo de salida real, en kJ/kg, (c) la temperatura de salida real, en kelvin, y (d) la producción de entropía en kJ/kg · K.

Solución

Datos. Una turbina de gas funciona con hidrógeno gaseoso, como se muestra en la Figura 8.12.

Incógnitas. (a) $w_{m\acute{a}x}$, en kJ/kg, (b) w_{real} , y (c) T_2 , en kelvin.

Modelo. Estacionario, adiabático, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$, gas ideal.

Metodología. Aplicar el balance energético en régimen estacionario, las relaciones de isentropía y el balance de entropía.

Análisis. En régimen estacionario $dE/dt = 0$. Por tanto, el balance energético por unidad de masa aplicado a un volumen de control en régimen estacionario es

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

(a) El balance energético aplicado a una turbina adiabática en la que se desprecian las variaciones de energía cinética y potencial se reduce a $w = \Delta h$. El trabajo *máximo* se obtiene cuando la corriente es isoentrópica. Por tanto, $h_2 = h_{2s}$ y

$$w_{s, \text{sal}} = h_1 - h_{2s}$$

Utilizando para el fluido el modelo de gas ideal, en la Tabla A.11 se encuentra que la entalpía molar a la entrada, a 480 K, es 13.764 kJ/kmol y \bar{s}_1^0 es 144,432 kJ/kmol · K. El estado isoentrópico final se determina aplicando las relaciones isoentrópicas para un gas ideal (Ecuación [8.1]).

$$\bar{s}_2^0 = \bar{s}_1^0 + R_u \ln \frac{P_2}{P_1} = \left(144,432 + 8,314 \ln \frac{1}{2,27} \right) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 137,616 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

En la Tabla A.11 este valor de \bar{s}_2^0 corresponde prácticamente a 380 K. A esta temperatura $\bar{h}_{2s} = 10,843$ kJ/kmol. Por tanto

$$w_{s, \text{sal}} = h_1 - h_{2s} = \frac{\bar{h}_1 - \bar{h}_{2s}}{M} = \frac{(13,764 - 10,843) \text{ kJ/kmol}}{2,016 \text{ kg/kmol}} = 1,449 \text{ kJ/kg}$$

donde la masa molar del hidrógeno es $M = 2,016$ kg/kmol.

(b) El trabajo real w se determina a partir del rendimiento adiabático de la turbina. Dado que $\eta_T = w_{\text{sal}}/w_{s, \text{sal}}$

$$w_{\text{sal}} = \eta_T w_{s, \text{sal}} = 0,80(1,449) \text{ kJ/kg} = 1,159 \text{ kJ/kg}$$

(c) La temperatura final se calcula a partir de la entalpía final. Utilizando el balance energético aplicado a la turbina real

$$\bar{h}_2 = \bar{h}_1 - w_{\text{sal}} M = 13,764 \text{ kJ/kmol} - (1,159 \text{ kJ/kg})(2,016 \text{ kg/kmol}) = 11,427 \text{ kJ/kmol}$$

En la Tabla A.11 este valor de \bar{h}_2 corresponde a una temperatura de 400 K. Es 20 °C más alta que la de la expansión isoentrópica.

(d) La producción de entropía en el proceso de expansión real se calcula a partir del balance de entropía por unidad de masa

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

En una expansión adiabática $\sigma_m = \Delta s$. Por tanto, para el modelo de gas ideal

$$\begin{aligned} \sigma_m &= s_2 - s_1 = \left(\bar{s}_2^0 - \bar{s}_1^0 - R_u \ln \frac{P_2}{P_1} \right) \frac{1}{M} = \\ &= \left(139,106 - 144,432 - 8,314 \ln \frac{1}{2,27} \right) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \times \frac{1}{2,016 \text{ kg/kmol}} = \\ &= 0,739 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

Este valor de σ_m disminuiría al aumentar el rendimiento adiabático, haciendo que T_2 se aproximase a T_{2s} .

En el diagrama Ts de la Figura 8.13 se muestra el camino seguido por el proceso.

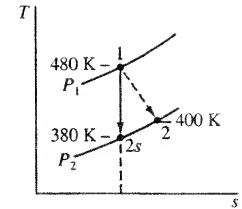


Figura 8.13. Camino seguido por el proceso del Ejemplo 8.6 en los diagramas Ts y hs .

Cuando por una turbina circula un líquido, la turbina se suele denominar turbina *hidráulica* y para el fluido se puede utilizar el modelo de sustancia incompresible, con el que $\Delta h = c \Delta T + v \Delta P$. Suponiendo que las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables, la Ecuación [8.15] aplicada a una turbina hidráulica puede escribirse como

$$w_{\text{sal}} = h_1 - h_2 = c(T_1 - T_2) + v(P_1 - P_2) \quad (\text{incompresible}) \quad [8.19]$$

siendo en la turbina $P_1 > P_2$. Recordando que para una sustancia incompresible $\Delta s = c \ln(T_2/T_1)$, el balance de entropía (Ecuación [8.16]) puede resolverse para obtener la producción de entropía, resultando

$$\sigma_m = s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1} \geq 0 \quad (\text{incompresible}) \quad [8.20]$$

En el balance de entropía es evidente que $T_2 > T_1$, que resulta de la producción de entropía debida a las irreversibilidades. Cuanto mayor es la irreversibilidad dentro de la turbina, más aumenta la temperatura. Como conclusión, tomando como base la Ecuación [8.19], para un valor dado de ΔP , el trabajo de salida en eje debe disminuir según aumentan las irreversibilidades.

Cuando la corriente es internamente reversible, el proceso es isoentrópico y $T_2 = T_1$. Utilizando la Ecuación [8.19], la expresión del trabajo *isoentrópico* de salida de una turbina hidráulica es

$$w_{s, \text{sal}} = v(P_1 - P_2) \quad (\text{incompresible})$$

Nótese que el trabajo isoentrópico de salida de una turbina hidráulica depende sólo de la variación de presión a través de la turbina. Utilizando este resultado obtenido para el trabajo isoentrópico, el rendimiento adiabático de una turbina hidráulica, en la que las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables, puede escribirse como

$$\eta_{T, \text{hidráulica}} = \frac{w_{\text{sal}}}{w_{s, \text{sal}}} = \frac{c \Delta T + v \Delta P}{v \Delta P} \quad (\text{incompresible, } \Delta e_c = \Delta e_p = 0) \quad [8.21]$$

En esta ecuación, $c \Delta T$ y $v \Delta P$ tienen signos contrarios; así, $0 \leq \eta_r \leq 1$. Cuanto mayor sea el valor de ΔT debido a las irreversibilidades, menor será el rendimiento de la turbina. Incluso variaciones pequeñas de temperatura pueden ocasionar una disminución considerable del rendimiento.

8.2.2. RENDIMIENTO ADIABÁTICO DE UNA TOBERA

Una tobera es un conducto construido para acelerar el fluido, es decir, aumentar su velocidad para aumentar su energía cinética. Por tanto, *el rendimiento adiabático o isoentrópico de una tobera* $\eta_{\text{to}} b$ se define como

$$\eta_{\text{to}} b \equiv \frac{\Delta e_c}{\Delta e_{cs}} = \frac{V_2^2/2 - V_1^2/2}{V_{2s}^2/2 - V_1^2/2} \quad \text{tobera} \quad [8.22]$$

donde $V_2^2/2$ es la energía cinética específica real a la salida de la tobera y $V_{2s}^2/2$ es la energía cinética específica a la salida de la tobera si la corriente fuese isoentrópica y evolucionase desde el mismo estado inicial hasta la misma presión de salida. Los rendimientos de las toberas suelen ser superiores al 90 por 100. En las toberas convergentes utilizadas en corrientes subsónicas es normal encontrar rendimientos de 0,95 o superiores.

El balance energético para una tobera adiabática en la que la variación de energía potencial es despreciable queda

$$h_2 - h_1 + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = 0$$

Introduciendo esta ecuación en la Ecuación [8.22] se obtiene

$$\eta_{\text{to}} b = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} \quad [8.23]$$

Esta ecuación es análoga a la Ecuación [8.18] obtenida para la turbina. El diagrama entalpía-entropía de la Figura 8.14 corresponde a una tobera adiabática en la que se desprecia la velocidad a la entrada. [Es necesario advertir que en algunas ocasiones el rendimiento de la tobera se define como el cociente entre las energías cinéticas de la salida real y de la salida isoentrópica. Es decir, $\eta_{\text{to}} b = (V_2^2/2)/(V_{2s}^2/2)$.]

En una aproximación análoga a la realizada para la turbina hidráulica resulta interesante considerar una corriente *incompresible* a través de una tobera. Dado que en una tobera no hay trabajo, el balance energético dado por la Ecuación [8.15] para el flujo a través de una tobera adiabática en la que la variación de energía potencial es despreciable, puede escribirse como

$$\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = h_1 - h_2 = v(P_1 - P_2) + c(T_1 - T_2) \quad (\text{corriente incompresible}) \quad [8.24]$$

siendo en la tobera $P_1 > P_2$. El resultado para el balance de entropía es análogo al de la turbina hidráulica, $\sigma_m = s_2 - s_1 = c \ln (T_2/T_1)$. En una tobera adiabática e internamente reversible, la corriente es isoentrópica, $T_2 = T_1$ y la variación de energía cinética resulta

$$\frac{V_{2s}^2 - V_1^2}{2} = v(P_1 - P_2) \quad (\text{tobera isoentrópica y corriente incompresible}) \quad [8.25]$$

Utilizando este resultado, el rendimiento adiabático de una tobera por la que circula una corriente incompresible para un ΔP dado, puede escribirse como

$$\eta_{\text{to}} b = \frac{(V_2^2 - V_1^2)/2}{v(P_1 - P_2)} \quad (\text{incompresible}) \quad [8.26]$$

donde V_2 es la velocidad de salida real, que es menor que la velocidad de salida isoentrópica. Para que se verifique que, cuando ΔP sea constante, $V_2 < V_{2s}$, la ecuación de continuidad exige que el área de salida sea mayor que la necesaria para la corriente isoentrópica. Por otro lado, si la geometría de la tobera está determinada, entonces, de acuerdo con la ecuación de continuidad de flujo, la variación de energía cinética es la misma para las dos corrientes, reversible e irreversible. En este caso, la caída de presión a través de la tobera es siempre mayor que la que se produciría con la corriente isoentrópica.

A una tobera entra agua líquida a 17,67 psia, 100 °F y velocidad despreciable. El fluido se expande hasta 15,0 psia. (a) Calcúlese, en ft/s, la velocidad de salida máxima cuando funciona adiabáticamente. (b) Si el rendimiento adiabático de la tobera es del 90 por 100, determínese el aumento de temperatura del fluido, en grados Fahrenheit, y la velocidad final, en ft/s.

Solución

Datos. Por una tobera circula agua líquida, como se muestra en la Figura 8.15.

Incógnitas. (a) V_{2s} , en ft/s, y (b) ΔT en °F y V_2 en ft/s.

Modelo. Estacionario, adiabático, incompresible, $w = \Delta e_p = 0$, $\eta_{\text{to}} b = 0,90$ y $V_1 \approx 0$.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía en régimen estacionario y la definición de rendimiento de la tobera.

Análisis. (a) La ecuación de la energía por unidad de masa en régimen estacionario aplicada al volumen de control es

$$0 = q + w - \Delta h - \Delta e_c - \Delta e_p$$

Además, para un fluido incompresible $\Delta h = c \Delta T + v \Delta P$. Si Δe_p es despreciable y $w = 0$, entonces el balance energético aplicado a una corriente adiabática e incompresible que atraviesa una tobera viene dado por

$$0 = c \Delta T + v \Delta P + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2}$$

Finalmente, al ser despreciable la velocidad de entrada, el balance energético puede reordenarse de la forma

$$\frac{V_2^2}{2} = c(T_1 - T_2) + v(P_1 - P_2)$$

El balance de entropía por unidad de masa para una corriente en régimen estacionario es

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

La variación de entropía de una sustancia incompresible viene dada por $\Delta s = c \ln (T_2/T_1)$. Por tanto, el balance de entropía aplicado a un proceso adiabático en régimen estacionario puede escribirse como

$$\sigma_m = s_2 - s_1 = c \ln (T_2/T_1)$$

EJEMPLO 8.7

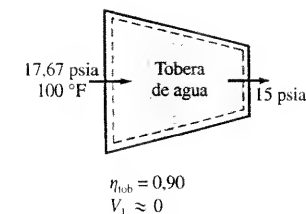


Figura 8.15. Esquema de la tobera y datos del Ejemplo 8.7.

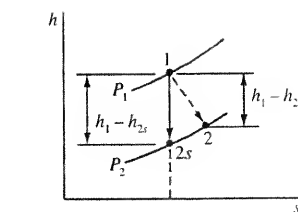


Figura 8.14. Diagrama hs en el que se comparan las variaciones de entalpía en los procesos real e isoentrópico de una tobera.

En una tobera internamente reversible, $\sigma_m = 0$, la corriente es isentrópica, $T_2 = T_1$ y la ecuación de la energía resulta $V_{2s}^2/2 = v(P_1 - P_2)$. Resolviendo para obtener V_{2s} ,

$$\begin{aligned} V_{2s}^2 &= [2v(P_1 - P_2)]^{1/2} = \left(2(0,01613) \frac{\text{ft}^3}{\text{lb}_m} \times (17,67 - 15,0) \frac{\text{lb}_f}{\text{in}^2} \times \frac{144 \text{ in}^2}{\text{ft}^2} \right)^{1/2} = \\ &= \left(\frac{12,40 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f}{\text{lb}_m} \times \frac{32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft}}{\text{lb}_f \cdot \text{s}^2} \right)^{1/2} = 20,0 \text{ ft/s} \end{aligned}$$

Así, la velocidad de salida máxima es 20,0 ft/s.
(b) La ecuación del rendimiento de la tobera es

$$\eta_{\text{to}} = \frac{(V_2^2 - V_1^2)/2}{v(P_1 - P_2)}$$

Además, el balance energético en régimen estacionario desarrollado anteriormente para una corriente incompresible es

$$\frac{V_2^2}{2} = c(T_1 - T_2) + v(P_1 - P_2)$$

donde V_1 es despreciable. Al sustituir esta ecuación en el numerador de la ecuación del rendimiento de la tobera resulta

$$\eta_{\text{to}} = \frac{c(T_1 - T_2) + v(P_1 - P_2)}{v(P_1 - P_2)}$$

Resolviendo esta ecuación para obtener el aumento de temperatura y suponiendo que la capacidad térmica específica es 1,00 Btu/lb_m · °R, se encuentra que

$$\begin{aligned} T_2 - T_1 &= \frac{v(P_1 - P_2)(1 - \eta_{\text{to}})}{c} = \\ &= \frac{0,01613 \frac{\text{ft}^3}{\text{lb}_m} \times (17,67 - 15,0) \frac{\text{lb}_f}{\text{in}^2} \times \frac{144 \text{ in}^2}{\text{ft}^2} \times (1 - 0,90)}{1,00 \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}}} = \\ &= 0,6202 \frac{\text{ft} \cdot \text{lb}_f \cdot ^\circ\text{R}}{\text{Btu}} \times \frac{1 \text{ Btu}}{778 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f} = 8,0 \times 10^{-4} ^\circ\text{R} \end{aligned}$$

La velocidad de salida real se calcula a partir de $\eta_{\text{to}} = V_2^2/V_{2s}^2$, cuando V_1 es despreciable. Por tanto,

$$V_2 = [\eta_{\text{to}} V_{2s}^2]^{1/2} = [0,90(20)^2]^{1/2} \text{ ft/s} = 19,0 \text{ ft/s}$$

Comentario. Aunque el aumento de temperatura no se puede medir, a causa de las irreversibilidades existe una variación de la velocidad de salida del 5 por 100. Esta variación de velocidad exige una variación del área de la tobera irreversible comparada con el área de la tobera reversible. Además, como ΔT es muy pequeño, el valor de la producción de entropía es muy pequeño.

8.2.3. RENDIMIENTO ADIABÁTICO DE UN COMPRESOR

El *rendimiento adiabático* o *isentrópico del compresor* η_c se define como el cociente entre el trabajo isentrópico w_s (o la potencia \dot{W}_s) necesario y el trabajo real w (o la potencia \dot{W}) necesario para *el mismo estado a la entrada y la misma presión de salida*. Es decir,

$$\eta_c \equiv \frac{w_{s,\text{ent}}}{w_{\text{ent}}} = \frac{\dot{W}_{s,\text{ent}}}{\dot{W}_{\text{ent}}} \quad (\text{compresor}) \quad [8.27]$$

Cuando las variaciones de energías cinética y potencial son despreciables a través del compresor, la Ecuación [8.15] permite escribir la Ecuación [8.27] como

$$\eta_c \approx \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad (\text{compresor}) \quad [8.28]$$

donde 1 y 2 representan de nuevo los estados de entrada y salida respectivamente. En los compresores reales de gases el valor de η_c varía aproximadamente entre el 75 y el 85 por 100.

La Figura 8.16 es un diagrama entalpía-entropía de un compresor de gas. El modelo ideal se representa mediante la línea isentrópica 1-2s entre las presiones P_1 y P_2 . En un compresor real irreversible, si el proceso es adiabático, la entropía aumenta. Así, la línea 1-2 del proceso real queda a la derecha de la línea isentrópica y la entalpía h_2 debe ser mayor que h_{2s} . Como en el análisis de la turbina, las medidas verticales de la Figura 8.16 representan las variaciones de entalpía $h_{2s} - h_1$ y $h_2 - h_1$ de la Ecuación [8.28]. La figura muestra que, en un compresor real, el rendimiento adiabático es siempre menor que la unidad. También, para $\sigma_m > 0$, s aumenta debido a las irreversibilidades y el rendimiento del compresor disminuye.

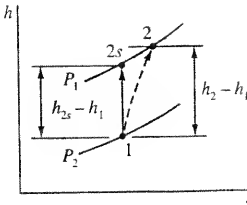


Figura 8.16. Diagrama *hs* de un compresor de gas.

Un sistema de refrigeración contiene un compresor adiabático por el que circula refrigerante 134a. Las condiciones de entrada son 140 kPa y -10 °C y el estado de salida es 1,4 MPa y 80 °C. Las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables. Calcúlese (a) el rendimiento adiabático del compresor, y (b) la producción de entropía en kJ/kg · K.

Solución

Datos. Un compresor adiabático trabaja con R-134a, como se muestra en el esquema de la Figura 8.17.

Incógnitas. (a) Rendimiento adiabático del compresor η_c , y (b) σ_m en kJ/kg · K.

Modelo. Estacionario, adiabático, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Metodología. Aplicar la definición de rendimiento del compresor y el balance de entropía.

Análisis. (a) El rendimiento adiabático viene dado por

$$\eta_c = \frac{w_{s,\text{ent}}}{w_{\text{ent}}} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1}$$

Los valores de h_1 y h_2 se calculan directamente a partir de los datos de los estados de entrada y salida, que son ambos estados de vapor sobrecalentado. De la Tabla A.18

$P_1 = 1,4 \text{ bar}$	$T_1 = -10 ^\circ\text{C}$	$h_1 = 243,40 \text{ kJ/kg}$	$s_1 = 0,9606 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
$P_2 = 14,0 \text{ bar}$	$T_2 = 80 ^\circ\text{C}$	$h_2 = 307,10 \text{ kJ/kg}$	$s_2 = 0,9997 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$

Nótese que ha aumentado la entropía, lo que concuerda en general con la segunda ley para procesos adiabáticos. El valor de h_{2s} se calcula a $s_{2s} = s_1 = 0,9606 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ y $P_2 = 1,4 \text{ MPa}$ (14,0 bar). Interpolando linealmente en la Tabla A.18 entre 60 y 70 °C se obtiene

$$h_{2s} = \left[283,10 + (295,31 - 283,10) \frac{0,9606 - 0,9297}{0,9658 - 0,9297} \right] \text{ kJ/kg} = 293,55 \text{ kJ/kg}$$

EJEMPLO 8.8

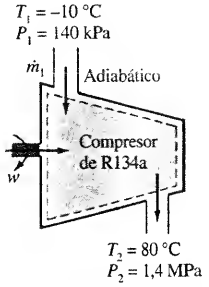


Figura 8.17. Esquema del compresor y datos del Ejemplo 8.8.

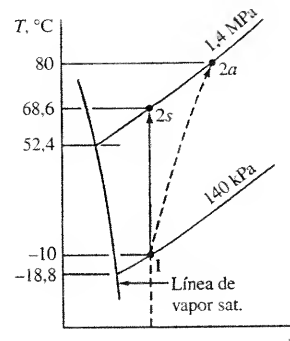


Figura 8.18. Camino real del compresor del Ejemplo 8.8 en un diagrama Ts .

Por tanto, el rendimiento adiabático es

$$\eta_c = \frac{293,55 - 243,40}{307,10 - 243,40} = \frac{50,15}{63,70} = 0,787 \text{ (78,7 por 100)}$$

(b) En régimen estacionario, el balance de entropía por unidad de masa aplicado al volumen de control es

$$0 = \sum_{j=1}^n \frac{q_j}{T_j} + s_1 - s_2 + \sigma_m$$

Para un proceso adiabático esto se reduce a $\sigma_m = s_2 - s_1$. Así, para el gas real que circula por el compresor

$$\sigma_m = s_2 - s_1 = (0,9997 - 0,9606) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,0391 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Comentario. Interpolando linealmente una vez más en el apartado b se obtendría $T_{2s} = 68,6^\circ\text{C}$. Así, las irreversibilidades en el fluido aumentan la temperatura de salida unos $11,4^\circ\text{C}$ por encima de la de la compresión isoentrópica, como se muestra en la Figura 8.18.

8.2.4. RENDIMIENTO ADIABÁTICO DE UNA BOMBA

El *rendimiento adiabático* (o *isoentrópico*) de una bomba η_B se define de forma análoga al del compresor. Para el mismo estado de entrada y la misma presión de salida

$$\eta_B \equiv \frac{w_{s, \text{ent}}}{w_{\text{ent}}} = \frac{\dot{W}_{s, \text{ent}}}{\dot{W}_{\text{ent}}} \quad (\text{bomba}) \quad [8.29]$$

Si Δe_c y Δe_p son despreciables, tomando como base la Ecuación [8.15], la ecuación anterior resulta

$$\eta_B = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad (\text{bomba}) \quad [8.30]$$

Los rendimientos de las bombas pueden variar del 50 al 90 por 100.

El análisis básico de una corriente incompresible que circula a través de una bomba es análogo al de la turbina hidráulica. Cuando la corriente es isoentrópica, la temperatura permanece constante y el trabajo en el eje depende únicamente del trabajo de flujo, es decir, $w_{B,s} = v(P_2 - P_1)$. El trabajo de entrada en el eje se invierte en aumentar la presión del fluido, sin ningún otro efecto. Si el proceso es adiabático e internamente *irreversible*, el aumento de entropía conduce a un aumento de la temperatura del fluido. El efecto de este aumento de presión puede observarse en la Ecuación [8.19] escrita para una bomba:

$$w_{B, \text{ent}} = h_2 - h_1 = c(T_2 - T_1) + v(P_2 - P_1) \quad [8.31]$$

Dado un trabajo de entrada, la energía suministrada se divide en un aumento de la energía interna y un aumento del trabajo de flujo. Para el mismo trabajo de entrada, el aumento de presión es mayor en el proceso isoentrópico. Si se desea el mismo aumento de presión, el trabajo de entrada será mayor en el proceso irreversible que en el proceso isoentrópico.

En la Ecuación [8.29] se define el rendimiento adiabático de la bomba como $\eta_B = w_s/w_{\text{ent}}$, siendo ΔP el mismo para los casos real e isoentrópico. De manera análoga al desarrollo de la Ecuación [8.21] realizado para una turbina hidráulica, la expresión del rendimiento de una bomba puede escribirse como

$$\eta_B = \frac{v(P_2 - P_1)}{w_{\text{ent}}} \quad [8.32]$$

Cuando se fija $P_2 - P_1$, el trabajo w_{ent} representa el trabajo en el caso irreversible y $w_{\text{ent}} \geq w_{s, \text{ent}}$. Por otro lado, cuando se fija el trabajo de entrada a la bomba, entonces ΔP representa el aumento de presión real y $\Delta P < \Delta P_s$, como se muestra en el ejemplo siguiente.



En turbinas, toberas, compresores y bombas, ¿qué propiedad de salida es la misma en el proceso real y en el isoentrópico cuando se utiliza la definición de rendimiento adiabático?

EJEMPLO 8.9

A una bomba entra agua a 1 bar y 30°C . Sobre el fluido se realiza un trabajo en eje de $4,5 \text{ kJ/kg}$. Desprecíense las variaciones de las energías cinética y potencial. (a) Determínese el aumento de presión si el proceso es isoentrópico, en bar. (b) Si la temperatura del fluido aumenta $0,20^\circ\text{C}$ durante el proceso, determínese el aumento de presión y el rendimiento adiabático.

Solución

Datos. Bomba de agua, como se muestra en la Figura 8.19.

Incógnitas. (a) ΔP_s , y (b) ΔP para $\Delta T = 0,20^\circ\text{C}$.

Modelo. Estacionario, incompresible, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Metodología. Aplicar el balance energético en régimen estacionario y la ecuación del rendimiento adiabático de la bomba.

Análisis. (a) La ecuación de la energía en régimen estacionario aplicada al flujo a través de una bomba es

$$0 = q + w + (h_1 - h_2) - \Delta e_c - \Delta e_p$$

En la corriente incompresible, $\Delta h = c \Delta T + v \Delta P$. El balance de entropía aplicado a una corriente adiabática internamente reversible se reduce a $\sigma_m = \Delta s = 0$. Pero para una sustancia incompresible, $\Delta s = c \ln(T_2/T_1)$ y, por tanto, en la corriente isoentrópica $\Delta T = 0$. Como resultado, cuando se desprecian Δe_c y Δe_p , la ecuación de la energía se reduce a $w_{s,p} = v \Delta P$. Resolviendo para obtener el aumento de presión isoentrópico, se encuentra que

$$\Delta P_s = \frac{w_p}{v} = \frac{4,50 \text{ kJ/kg}}{10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}} \times \frac{10^{-2} \text{ bar} \cdot \text{m}^3}{\text{kJ}} = 45,0 \text{ bar}$$

(b) Para un proceso irreversible, el balance energético es

$$w = c \Delta T + v \Delta P$$

Para un aumento de temperatura de $0,20^\circ\text{C}$, al sustituir los valores en la ecuación de la energía se obtiene

$$4,5 \text{ kJ/kg} = 4,18 \text{ kJ/kg} \cdot \text{C} \times (0,2)^\circ\text{C} + 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \times \Delta P \times (100 \text{ kJ/bar} \cdot \text{m}^3) \\ \Delta P = [10(4,50 - 0,84)] \text{ bar} = 36,6 \text{ bar}$$

Así, ΔP es considerablemente menor que ΔP_s . Al introducir en la definición de rendimiento de la bomba los términos de trabajo para las corrientes internamente reversible e irreversible, para un trabajo de entrada dado, se obtiene

$$\eta_p = \frac{v \Delta P}{w_{\text{ent}}}$$

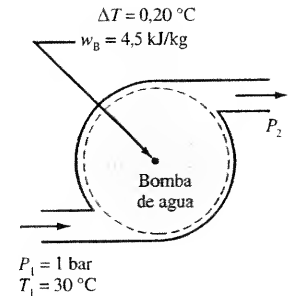


Figura 8.19. Esquema de la bomba y datos del Ejemplo 8.9.

Sustituyendo los valores en esta ecuación resulta

$$\eta_B = \frac{10^{-3} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \times (36,6) \text{ bar} \times \frac{100 \text{ kJ/kg}}{\text{bar} \cdot \text{m}^3}}{4,50 \text{ kJ/kg}} = \frac{3,66}{4,50} = 0,81 \quad (81 \text{ por } 100)$$

Comentario. Cuando se comprime agua desde condiciones ambiente hasta unos 40 o 45 bar, cada 0,2 °C de aumento de temperatura debido a las irreversibilidades supone aproximadamente un 15 por 100 de reducción del aumento de presión respecto al de la corriente isoentrópica.

Tanto la producción de entropía σ_m como el rendimiento adiabático η son una medida de las irreversibilidades internas dentro de un dispositivo. Así, el rendimiento adiabático puede relacionarse numéricamente con la producción de entropía. En una bomba, esta relación se obtiene partiendo del rendimiento adiabático de la bomba η_B dado por la Ecuación [8.32], y escribiéndolo de la forma

$$\eta_B = \frac{v \Delta P}{w_{\text{ent}}} = \frac{v \Delta P}{c \Delta T + v \Delta P} = \frac{v \Delta P}{c(T_2 - T_1) + v \Delta P} \quad [8.33]$$

Para una corriente incompresible, tomando como base la Ecuación [7.16], $\sigma_m = c \ln(T_2/T_1)$. Esta ecuación puede escribirse como $T_2 = T_1 e^{\sigma_m/c}$. Al sustituir T_2 en la ecuación anterior de η_B , resulta

$$\eta_B = \frac{v \Delta P}{c T_1 (e^{\sigma_m/c} - 1) + v \Delta P} \quad (\text{incompresible}) \quad [8.34]$$

donde c , v , T_1 y ΔP son datos de entrada. Cuando σ tiende a cero, η_B tiende a la unidad. En la Figura 8.20 se representa σ_m frente a η_B para agua líquida que entra a una bomba a 27 °C y 100 kPa y sale a 600 o a 1.100 kPa. En el siguiente apartado se obtiene la relación entre σ_m y η para otros dispositivos de flujo en régimen estacionario.

8.2.5. RELACIONES ENTRE LOS RENDIMIENTOS ADIABÁTICOS Y LA PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA

El efecto de las irreversibilidades internas durante los procesos adiabáticos consiste en incrementar la entropía del fluido debido únicamente a la producción de entropía dentro del mismo. Este aumento de entropía puede determinarse cuantitativamente también mediante la disminución del rendimiento adiabático del proceso. Así, el rendimiento adiabático está relacionado numéricamente con la producción de entropía. En los casos particulares, de gases ideales y fluidos incompresibles, se pueden deducir relaciones específicas entre η y σ .

La deducción siguiente, realizada para un gas ideal, está basada en un cociente de capacidades térmicas específicas γ constante. El resultado suele ser bastante preciso, ya que, en la mayoría de las aplicaciones, el porcentaje de variación de γ con la temperatura es bastante pequeño. En todos los dispositivos adiabáticos en régimen estacionario considerados aquí, el balance de entropía se reduce a $\sigma_m = \Delta s$, según se muestra en la Ecuación [8.16]. Combinando esta ecuación con la relación obtenida en el Capítulo 7 para la variación de entropía específica de un gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes resulta

$$\frac{\sigma_m}{R} = \frac{c_p}{R} \ln \frac{T_2}{T_1} - \ln \frac{P_2}{P_1} = \ln \frac{(T_2/T_1)^{\gamma/(\gamma-1)}}{P_2/P_1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [8.35]$$

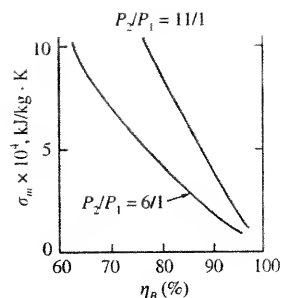


Figura 8.20. Producción de entropía frente al rendimiento de una bomba por la que circula agua inicialmente a 27 °C y 100 kPa y presiones finales de 600 y 1.100 kPa.

donde se ha utilizado la relación $c_p/R = \gamma/(\gamma - 1)$. Resolviendo para obtener T_2/T_1 , se encuentra

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[\left(\frac{P_2}{P_1} \right) e^{\sigma_m/R} \right]^{(\gamma-1)/\gamma} \quad (\text{gas ideal}) \quad [8.36]$$

Cuando el proceso es internamente reversible, $\sigma_m = 0$ y el término $e^{\sigma_m/R} = 1$. En este caso, la Ecuación [8.36] se reduce a la Ecuación [8.10a] para un proceso isoentrópico, donde $T_2 = T_{2s}$. Dado que $\sigma_m \geq 0$, el término de la Ecuación [8.36] $e^{\sigma_m/R}$ es siempre mayor o igual que la unidad. Así, $T_2 \geq T_{2s}$, independientemente de que P_2/P_1 sea menor o mayor que la unidad.

Utilizando la información anterior, ahora, para un gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes, es posible relacionar la producción de entropía específica con el rendimiento adiabático de distintos dispositivos. Recuérdese que para un gas ideal $\Delta h = c_{p,m} \Delta T$. En consecuencia, tanto la Ecuación [8.18] del rendimiento adiabático de una turbina con variaciones de energía cinética y potencial despreciables, como la Ecuación [8.23] para una tobera con variación de energía potencial despreciable, pueden escribirse como $\eta = (T_2 - T_1)/(T_{2s} - T_1)$. Utilizando la Ecuación [8.36] para los cocientes de temperatura real e isoentrópico, los rendimientos adiabáticos de estos dos dispositivos pueden escribirse como

$$\eta_T = \eta_{\text{ob}} = \frac{1 - [(P_2/P_1) e^{\sigma_m/R}]^{(\gamma-1)/\gamma}}{1 - (P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma}} \quad (\text{gas ideal}) \quad [8.37]$$

donde, para una turbina o tobera real, $P_2/P_1 < 1$. Si el proceso es internamente reversible, la producción de entropía específica $\sigma_m = 0$ y el rendimiento adiabático alcanza su valor máximo, la unidad. Si el rendimiento adiabático alcanza su valor mínimo, cero, la producción de entropía específica en la turbina o en la tobera alcanza un valor máximo de $\sigma_{m,\text{máx}} = -R \ln(P_2/P_1)$. Físicamente, este valor máximo corresponde a una turbina o tobera que actúa simplemente como válvula de estrangulamiento, sin trabajo de salida y variaciones de energía cinética despreciables.

Cuando la Ecuación [8.36] de T_2/T_1 se sustituye en la Ecuación [8.28] del rendimiento adiabático de un compresor de gas ideal, el resultado es

$$\eta_C = \frac{(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1}{[(P_2/P_1) e^{\sigma_m/R}]^{(\gamma-1)/\gamma} - 1} \quad (\text{gas ideal}) \quad [8.38]$$

donde, para un compresor real, $P_2/P_1 > 1$. A diferencia de la turbina y la tobera, no existe un valor máximo de producción de entropía. Dada una relación de presiones, el rendimiento disminuye al aumentar la producción de entropía y en el límite en que el rendimiento tiende a cero, σ_m se hace muy grande. En la Figura 8.21a se muestra cómo el rendimiento de un compresor adiabático que funciona con un gas ideal de $\gamma = 1,4$ depende de la producción de entropía normalizada, $\sigma_m/[R \ln(P_2/P_1)]$, y de la relación de presiones. En la Figura 8.21b se muestra la variación de η_C y σ_m con la temperatura de salida T_2 para un gas real, el refrigerante 134a. Los datos representan la compresión desde vapor saturado a 2,4 bar hasta 9 bar. La temperatura T_2 de 40 °C representa el caso isoentrópico.

Para una bomba, la relación entre σ_m y η se desarrolla en el Apartado 8.2.4. Los rendimientos adiabáticos de turbinas hidráulicas con variaciones de energía cinética y potencial despreciables, y de toberas hidráulicas con variaciones de energía potencial despreciables (Ecuaciones [8.21] y [8.29] respectivamente), pueden escribirse como

$$\eta_{T,\text{hidráulica}} = \eta_{\text{ob,hidráulica}} = \frac{v(P_1 - P_2) - c T_1 (e^{\sigma_m/c} - 1)}{v(P_1 - P_2)} \quad (\text{incompresible}) \quad [8.39]$$

donde $P_1 > P_2$.

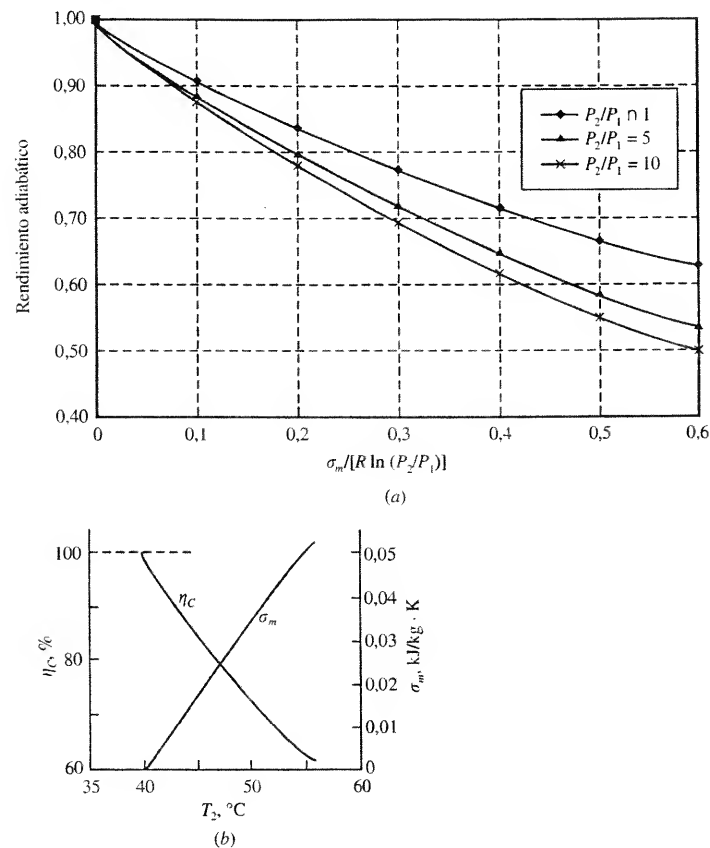


Figura 8.21. (a) Representación del rendimiento adiabático frente a la producción de entropía específica normalizada para un compresor de aire con $\gamma = 1,4$ y relaciones de presiones 1, 5 y 10. (b) Producción de entropía y rendimiento frente a la temperatura de salida de un compresor que funciona con R-134a entre 2,4 y 9 bar.

En este apartado se ha obtenido la relación entre la producción de entropía en un dispositivo de flujo adiabático en régimen estacionario y el rendimiento adiabático, definida como un parámetro de comportamiento. La producción de entropía es una medida universal de las irreversibilidades internas dentro de un dispositivo y proporciona información de lo eficiente que es la conversión de energía. Dado que puede calcularse para cualquier sistema o dispositivo, puede resultar útil para comparar el comportamiento de dispositivos distintos. Por el contrario, el rendimiento adiabático se define como un parámetro de comportamiento que se centra en las transferencias de energía útil en un determinado dispositivo de flujo en régimen estacionario. Como tal, puede calcularse fácilmente a partir de datos medidos de actuaciones, correlacionados con otros datos de actuaciones, y puede utilizarse para comparar y predecir el comportamiento de un determinado dispositivo de flujo en régimen estacionario en condiciones reales de funcionamiento. El rendimiento adiabático siempre será un parámetro útil; sin embargo, cuando los ingenieros comiencen a optimar sistemas energéticos completos, minimizar la producción de entropía del sistema tendrá una importancia primordial.

8.3. EL CICLO DE CARNOT

En el Apartado 6.9.1 se demostró que el rendimiento térmico máximo de cualquier motor térmico que funcione entre dos fuentes térmicas viene dado por el rendimiento de Carnot, es decir,

$$\eta_{t, \text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.58]$$

Existen diversos ciclos teóricos, compuestos por procesos internamente reversibles cuyos rendimientos son iguales al rendimiento de Carnot. Uno de los más conocidos es el denominado *ciclo de Carnot*. El ciclo de Carnot, que puede funcionar como sistema cerrado o como sistema de flujo en régimen estacionario, está compuesto por dos *procesos isotermos e internamente reversibles* y dos *procesos adiabáticos e internamente reversibles*. La secuencia de los cuatro procesos es la siguiente:

- 1-2. Una expansión isoterma e internamente reversible durante la cual se suministra un calor $Q_{A, \text{sum}}$ al fluido de trabajo que está a la temperatura de la frontera T_A .
- 2-3. Una expansión adiabática e internamente reversible del fluido de trabajo hasta que alcanza la temperatura inferior T_B .
- 3-4. Una compresión isoterma e internamente reversible durante la cual se cede un calor $Q_{B, \text{ced}}$ a la temperatura de la frontera T_B .
- 4-1. Una compresión adiabática e internamente reversible del fluido de trabajo hasta que alcanza la temperatura alta inicial T_A .

Considérese el siguiente ejemplo de un motor térmico de Carnot. En la Figura 8.22 se muestra el gas contenido en un dispositivo cilindro-émbolo. Se suministra un calor Q_A a la sustancia de trabajo del motor, que se encuentra a una temperatura T_A . (Véase el esquema del motor en la Figura 8.22b.) Mientras se suministra el calor, la sustancia de trabajo se expande de forma isoterma, lo que se muestra como proceso 1-2. Durante la expansión se obtiene trabajo. Desde el estado 2, la sustancia de trabajo experimenta una expansión adiabática e internamente reversible hasta el estado 3. Durante la expansión isoentrópica se obtiene un trabajo adicional. La temperatura del estado 3 es T_B . A continuación se comprime el sistema de forma isoterma hasta el estado 4. Durante el proceso de compresión 3-4 se cede un calor Q_B a la temperatura de la frontera T_B . El estado 4 se elige de modo que, mediante la compresión final adiabática e internamente reversible, la sustancia de trabajo se devuelve al estado inicial. Es el proceso 4-1 de la Figura 8.22a. Durante los procesos 3-4 y 4-1 se realiza trabajo *sobre* el sistema. En conjunto, durante cada ciclo el sistema intercambia calor con su entorno y se obtiene un trabajo neto.

En un diagrama Ts se representa fácilmente el calor suministrado y el cedido en un motor de Carnot. Esto se muestra en la Figura 8.22c, en la que el ciclo de Carnot aparece como una superficie rectangular con independencia del fluido de trabajo. En un sistema cerrado, durante un proceso isoterma e internamente reversible, $Q = T \Delta S$. Por tanto, el área que queda debajo de la línea horizontal que une los estados 1 y 2 representa el calor suministrado Q_A . De manera análoga, el calor cedido Q_B viene dado por el área bajo la línea 3-4. Partiendo del balance energético aplicado a la sustancia de trabajo, resulta que la diferencia entre Q_A y Q_B es el trabajo neto producido por el motor durante un ciclo. Así, el área delimitada por las dos líneas isotermas y las dos líneas isoentrópicas del diagrama Ts de la Figura 8.22c es una medida del trabajo neto producido por el ciclo de Carnot. En un dispositivo cilindro-émbolo el trabajo neto obtenido puede re-

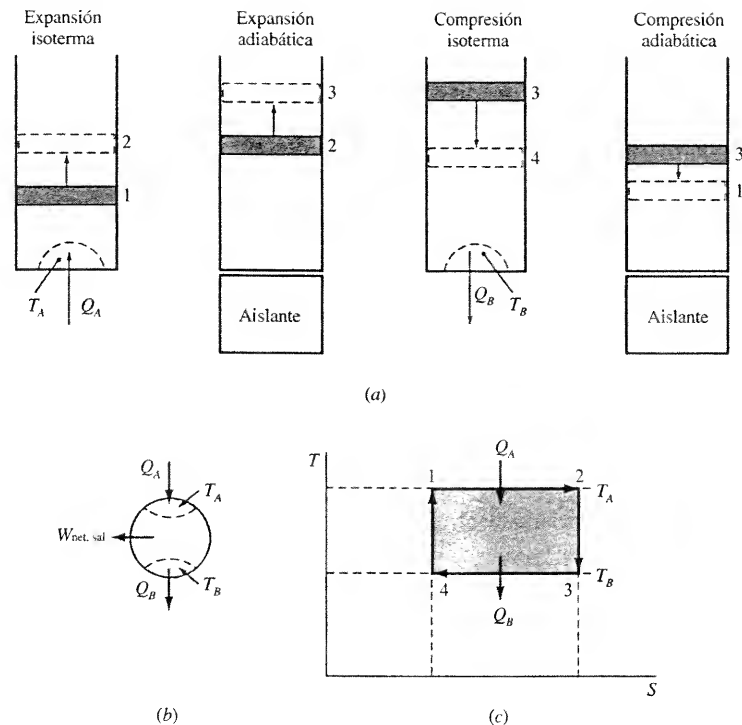


Figura 8.22. Ilustración del ciclo de un motor térmico de Carnot. (a) Uso de un dispositivo cilindro-émbolo; (b) esquema del motor térmico; (c) diagrama TS para un motor térmico de Carnot.

presentarse también mediante un área en un diagrama PV . En la Figura 8.2 se muestra, para un gas ideal, la posición general de las líneas isotermas e isoentrópicas sobre el diagrama Pv . Basándose en esto, en la Figura 8.23 se muestra el aspecto general del ciclo de un motor térmico de Carnot en el que interviene un gas ideal en un dispositivo cilindro-émbolo. La forma del ciclo en un diagrama PV para otros fluidos de trabajo puede ser bastante diferente. El sistema de numeración utilizado en la Figura 8.23 es el mismo que el utilizado en la Figura 8.22. En el Apartado 16.15 se estudiarán otros dos ciclos internamente reversibles que satisfacen el rendimiento de Carnot, los ciclos Ericsson y Stirling.

El rendimiento térmico de Carnot, dado por la Ecuación [6.58], es teórico, ya que es imposible alcanzar condiciones de reversibilidad interna. Los efectos disipativos inevitables en el motor térmico conducen a la aparición de irreversibilidades internas. No obstante, el mensaje dado por la Ecuación [6.58] es claro. Para aumentar el rendimiento térmico de los ciclos tanto ideal como real:

1. La temperatura *media* a la que se suministra calor al sistema debe ser lo más alta posible.
2. La temperatura *media* a la que se extrae calor del sistema debe ser lo más baja posible.

Habitualmente, la temperatura más alta del ciclo está limitada por consideraciones metalúrgicas y la temperatura más baja está limitada por la temperatura del medio refrigerante disponible en el ambiente.

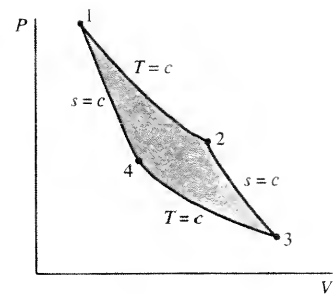


Figura 8.23. Diagrama PV típico para un gas ideal que experimenta un ciclo de Carnot.

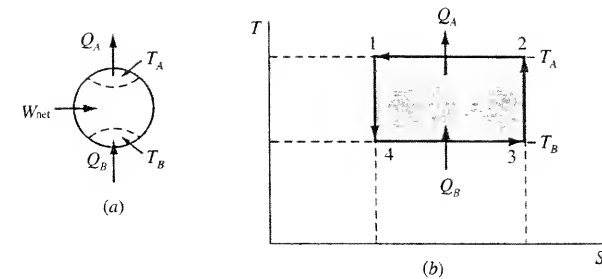


Figura 8.24. Ilustración de un ciclo frigorífico de Carnot. (a) Esquema del frigorífico; (b) diagrama TS para el frigorífico de Carnot.

Como un ciclo de Carnot es un ciclo internamente reversible, se puede invertir el sentido de funcionamiento. Este ciclo de Carnot inverso se denomina ciclo *frigorífico de Carnot* o ciclo de la *bomba de calor de Carnot*. En la Figura 8.24 se muestran un esquema y el diagrama TS de la máquina frigorífica de Carnot. Como se estudió en el Capítulo 6, los ciclos internamente reversibles se suelen utilizar como un estándar con el que pueden compararse los ciclos reales.

Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua que se utiliza para llevar a cabo el ciclo de un motor de Carnot. Desde un estado inicial de 240 °C y una calidad del 20 por 100, el fluido se expande de forma isoterma hasta que la presión alcanza 30 bar. A este proceso le sigue una expansión isoentrópica hasta 150 °C. Determinese para el ciclo (a) el rendimiento térmico, (b) el calor comunicado y el calor cedido por el fluido de trabajo en kJ/kg, y (c) el trabajo de salida neto, en kJ/kg.

EJEMPLO 8.10

Solución

Datos. En un dispositivo cilindro-émbolo, una masa de agua realiza un ciclo de Carnot. En la Figura 8.25 se muestra un esquema con los datos.

Incógnitas. (a) η_t , (b) q_A y q_B , en kJ/kg, y (c) w_{net} , en kJ/kg.

Modelo. Sistema cerrado, ciclo de Carnot internamente reversible.

Metodología. Aplicar los balances de energía y entropía para sistemas cerrados a los procesos isotermos e isoentrópicos.

Análisis. (a) El rendimiento térmico se calcula a partir de la Ecuación [6.58], donde T_A y T_B representan las temperaturas del fluido durante los procesos isotermos y sólo se supone que son internamente reversibles. El resultado es

$$\eta_{t, \text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{423}{513} = 0.175$$

(b) Para calcular el calor transferido y el trabajo es necesario conocer los datos de s y u en el ciclo. Para una calidad del 20 por 100 y 240 °C, las propiedades del estado inicial se calculan a partir de los datos de la Tabla A.12:

$$u_1 = u_f + x u_{fg} = 1.033,2 + 0,20(2.604,0 - 1.033,2) = 1.347 \text{ kJ/kg}$$

$$s_1 = s_f + x s_{fg} = 2,7015 + 0,20(6,1437 - 2,7015) = 3,3899 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

El estado 2 corresponde a 240 °C y 30 bar. Como la presión de saturación a 240 °C es 33,33 bar, el estado 2 está en la región de vapor sobrecalentado. De la Tabla A.14,

$$u_2 = 2.619,9 \text{ kJ/kg} \quad \text{y} \quad s_2 = 6,2265 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

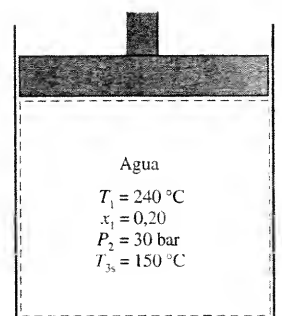


Figura 8.25. Esquema del dispositivo y datos del Ejemplo 8.10.

El estado 3 está a 150 °C y tiene la entropía del estado 2. Como s_g a 150 °C es 6,8379 kJ/kg · K, el estado 3 es una mezcla húmeda de alta calidad. En primer lugar se calcula la calidad mediante

$$x_3 = \frac{s_3 - s_f}{s_g - s_f} = \frac{6,2265 - 1,8418}{6,8379 - 1,8418} = 0,878$$

Así, la energía interna específica del estado 3 es

$$u_3 = u_f + xu_{fg} = 631,68 + 0,878(2.559,5 - 631,68) = 2.324,3 \text{ kJ/kg}$$

Por último, el estado 4 está a 150 °C y tiene la misma entropía que el estado 1. Es una mezcla de baja calidad. De manera análoga a los cálculos realizados para el estado 3,

$$x_4 = \frac{3,3899 - 1,8418}{6,8379 - 1,8418} = 0,310$$

La energía interna específica en el estado 4 es

$$u_4 = 631,68 + 0,310(2.559,5 - 631,68) = 1.229,3 \text{ kJ/kg}$$

En la Figura 8.26 se muestra el diagrama Ts del ciclo.

Con estos datos se pueden evaluar los términos de transferencia de calor. Dado que, durante los procesos de suministro y cesión de calor, para el fluido se verifica $q_{rev} = T\Delta s$,

$$q_{12} = T_A(s_2 - s_1) = 513(6,2265 - 3,3899) = 1.455,2 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{34} = T_B(s_4 - s_3) = 423(3,3899 - 6,2265) = -1.199,9 \text{ kJ/kg}$$

(c) El trabajo neto obtenido puede calcularse a partir del balance energético aplicado a un sistema cerrado cíclico, es decir, $\Sigma q + \Sigma w = \Delta u = 0$. Por tanto,

$$w_{net} = -q_{12} - q_{34} = -1.455,2 + 1.199,9 = -255,3 \text{ kJ/kg}$$

El signo negativo denota trabajo neto de *salida*.

Comentario. Como método alternativo, el rendimiento térmico basado en magnitudes energéticas es

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{ced}}{q_{sum}} = 1 - \frac{1.199,9}{1.455,2} = 0,175$$

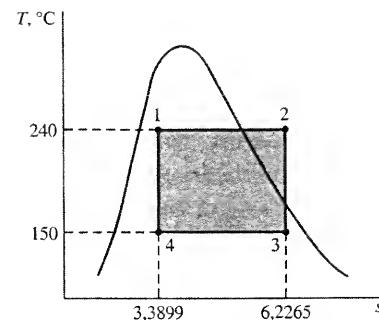


Figura 8.26. Diagrama Ts del ciclo de Carnot del Ejemplo 8.10.

Esto concuerda con el valor obtenido mediante la fórmula de Carnot. Los términos de trabajo podrían calcularse también aplicando el balance energético a cada proceso por separado y sumándolos después. En este caso,

$$w_{12} = u_2 - u_1 - q_{12} = -182,9 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{23} = u_3 - u_2 = -295,4 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{34} = u_4 - u_3 - q_{34} = 104,9 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{41} = u_1 - u_4 = 118,1 \text{ kJ/kg}$$

La suma de estos cuatro términos es de nuevo $-255,3 \text{ kJ/kg}$.

8.4. EL PROCESO NO ESTACIONARIO DE DESCARGA ADIABÁTICA

El análisis general de carga y descarga de un fluido hacia o desde un recipiente se realizó en el Capítulo 5. Con el estudio de los procesos isoentrópicos llevado a cabo anteriormente en este capítulo, se está ahora en condiciones de analizar un proceso de descarga particular. Se despreciarán de nuevo las energías cinética y potencial asociadas, bien con el volumen de control, bien con la masa que sale del recipiente. Así, $e = u$. Se hace constar, de nuevo, que no existe trabajo en eje a través de las fronteras. Aunque se puede transferir calor, en este punto se desea estudiar solamente los procesos de descarga en los que la transferencia de calor es despreciable. Como se muestra en la Figura 8.27a, en estos procesos se puede incluir la descarga rápida de un recipiente aislado. Además, se supondrá que el proceso que tiene lugar en el interior del volumen de control es prácticamente cuasiestático en todos los instantes. Es decir, el modelo utilizado para el proceso es el de *estado uniforme*, de modo que los valores de propiedades como v , h , u y s de la masa del interior del volumen de control están bien definidos en cada momento. Utilizando como base las relaciones obtenidas a partir de la segunda ley, este proceso adiabático e internamente reversible es un proceso a entropía específica constante. Es decir,

$$s = \text{constante} \quad (\text{descarga adiabática})$$

Por tanto, para cualquier fluido que sale de un recipiente presurizado con las hipótesis o idealizaciones establecidas, la entropía específica dentro del volumen de control permanece constante. La entropía total del volumen de control dismi-

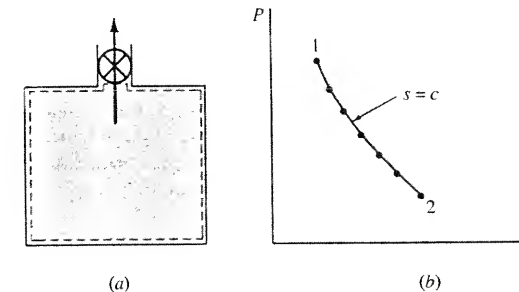


Figura 8.27. (a) Esquema; (b) diagrama Pv del proceso de descarga de un recipiente presurizado.

nuye, ya que la cantidad de masa disminuye. El proceso global es altamente irreversible, de modo que la variación neta de la entropía del volumen de control más la de su entorno debe ser positiva.

En la Figura 8.27b se muestra el camino del proceso de descarga de un fluido contenido en un depósito presurizado. El camino es el del fluido que permanece en el interior del depósito. Nótese que este proceso debe satisfacer las siguientes idealizaciones: (1) volumen de control adiabático y rígido, (2) equilibrio en el interior del depósito en cada instante, y (3) variaciones de energía cinética y potencial despreciables. El hecho de que el proceso sea isentrópico no sorprende, ya que es adiabático y cuasiestático y todos los efectos internos disipativos y los gradientes finitos se han eliminado. Es decir, el proceso en el interior del depósito es adiabático e internamente reversible. Como ejemplo particular de este proceso, considérese la siguiente descarga de un gas ideal contenido en un depósito presurizado.

EJEMPLO 8.11

Un depósito de 1,5 m³ de volumen está inicialmente lleno de aire a 7 bar y 220 °C. Determínese (a) la temperatura final, (b) el porcentaje de masa que queda en el depósito y, (c) la cantidad de masa, en kilogramos, que queda en el depósito si se permite que el aire salga del depósito adiabáticamente hasta que la presión llegue a 1,0 bar.

Solución

Datos. Se sangra aire de un depósito presurizado, como se muestra en la Figura 8.28.

Incógnitas. (a) T_2 , (b) m_2/m_1 , y (c) Δm .

Modelo. Flujo no estacionario, adiabático, estado uniforme, gas ideal.

Metodología. Además de utilizar la importante relación de isentropía entre T y v para un gas ideal, debe utilizarse el hecho de que el volumen sea constante para relacionar la masa con el volumen específico dentro del depósito.

Análisis. El suponer comportamiento de gas ideal es realista, ya que las presiones que intervienen son bajas y como el gas se equilibra rápidamente, el proceso en el interior del depósito es de estado uniforme. En estas condiciones, la masa del interior del depósito se expande isentrópicamente. Como el volumen del volumen de control permanece constante, a partir de la relación básica $V = mv$ se obtiene

$$dV = m dv + v dm = 0$$

Por tanto

$$\frac{dm}{m} = -\frac{dv}{v}$$

Si se suponen capacidades térmicas específicas constantes, para un proceso isentrópico de un gas ideal, $T(v)^{\gamma-1} = \text{constante}$. Diferenciando esta relación se tiene

$$\frac{dT}{T} = (1 - \gamma) \frac{dv}{v}$$

Eliminando dv/v entre las dos ecuaciones anteriores e integrando a continuación resulta

$$\frac{m_2}{m_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/(\gamma-1)}$$

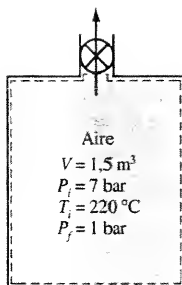


Figura 8.28. Esquema y datos del Ejemplo 8.11.

A partir de la relación de isentropía $T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma}$, se obtiene una ecuación análoga para el cociente de masas en función del cociente de presiones.

(a) Como γ es aproximadamente 1,4 en el intervalo de temperaturas considerado, la temperatura final se calcula a partir de la relación de isentropía

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} = 493 \left(\frac{1}{7}\right)^{0,285} = 283 \text{ K} = 10^\circ\text{C}$$

(b) El porcentaje de masa que queda en el depósito se calcula a partir de la relación obtenida anteriormente

$$\frac{m_2}{m_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/(\gamma-1)} = \left(\frac{283}{493}\right)^{2,5} = 0,250$$

Por tanto, cuando se alcanza la presión de 1 bar sólo queda el 25 por 100 de la masa y la temperatura en ese instante es 10 °C.

(c) La masa inicial en el depósito viene dada por la ecuación del gas ideal

$$m = \frac{PV}{RT} = \frac{7,0(1,5)(28,97)}{0,08314(493)} = 7,42 \text{ kg}$$

Así, la masa sangrada del depósito es $0,75(7,42) = 5,57 \text{ kg}$.

Comentario. Nótese que en esta resolución no se ha utilizado el balance energético. Si se utilizase el balance energético, sólo se llegaría a una prueba analítica de que el proceso dentro del depósito es isentrópico.

Otro proceso general en el que interviene la descarga de un depósito es el caso en el que el calor o el trabajo se transfieren a una velocidad suficiente para mantener constantes la temperatura o la presión dentro del depósito. Existen otros muchos tipos de problemas de flujo no estacionario interesantes, tanto teóricamente como en la práctica. La solución de cada tipo depende de las restricciones e idealizaciones efectuadas en el proceso. En todos los casos es mejor comenzar con las ecuaciones básicas y continuar con lógica a partir de ese punto.

8.5. RESUMEN

Durante un proceso adiabático e internamente reversible, la entropía permanece constante, es decir $\Delta s = 0$. Estos procesos *isoentrópicos* son modelos estándar de comportamiento y existen relaciones especiales entre las propiedades. Para el *modelo de gas ideal con capacidades térmicas específicas variables*, estas relaciones son

$$s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} = 0 \quad \frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{r2}}{P_{r1}} \quad \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_{r2}}{v_{r1}}$$

Cuando se utilizan capacidades térmicas específicas *constantes* en el análisis de un gas ideal, las relaciones de isentropía resultan

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad \text{y} \quad \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\gamma}$$

donde $\gamma = c_p/c_v$. En el caso de modelo de sustancia *incompresible*, la temperatura durante un proceso isentrópico es constante.

El comportamiento de los dispositivos de flujo adiabáticos en régimen estacionario se predice utilizando los rendimientos *adiabáticos* o *isoentrópicos*. En turbinas, toberas, compresores y bombas, los rendimientos son

$$\eta_T \equiv \frac{w_{sal}}{w_{s, sal}} \quad \eta_{to} \equiv \frac{\Delta e_c}{\Delta e_{c_s}} \quad \eta_C \equiv \frac{w_{s, ent}}{w_{ent}} \quad \eta_B \equiv \frac{w_{s, ent}}{w_{ent}}$$

donde el subíndice *s* representa la corriente isoentrópica para el mismo estado inicial y la misma presión de salida que los correspondientes a la corriente real, que se representa sin subíndice.

Un ciclo de Carnot está compuesto por dos procesos isotermos e internamente reversibles y dos procesos adiabáticos e internamente reversibles. Cualquier dispositivo así, que funcione bien como sistema cerrado o bien como sistema de flujo en régimen estacionario, tiene un rendimiento térmico dado por el rendimiento de Carnot

$$\eta_{t, \text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A}$$

Esta ecuación es aplicable a los motores térmicos internamente reversibles (o totalmente reversibles). Cuando se invierte el sentido de funcionamiento del ciclo de un motor térmico de Carnot, el ciclo inverso se conoce como ciclo frigorífico de Carnot o ciclo de bomba de calor de Carnot.

PROBLEMAS

PREGUNTAS GENERALES

- 8.1G. Explíquense las dos limitaciones en el uso de las funciones p_r y v_r encontradas en las tablas.
- 8.2G. Explíquese cómo el enfriamiento de un gas al pasar por un compresor debería reducir la potencia de entrada necesaria.
- 8.3G. Explíquese si el enfriamiento de un líquido al pasar por una bomba bajaría significativamente la potencia de entrada necesaria.
- 8.4G. Explíquese cómo se utiliza el proceso isoentrópico como estándar de comportamiento en el desarrollo de rendimientos adiabáticos para diversos procesos de flujo.

GASES IDEALES

- 8.1. Se comprime oxígeno adiabáticamente en un dispositivo cilindro-émbolo desde un estado inicial de 27 °C y 100 kPa. El trabajo de entrada es 2.142 kJ/kmol y el proceso es internamente reversible. Utilizando la Tabla A.7 para los datos de propiedades, calcúlese (a) la temperatura final, en kelvin, y (b) la presión final, en kPa.
- 8.2. Un dispositivo cilindro-émbolo de 5,0 cm de diámetro y una longitud inicial de 12,0 cm contiene inicialmente aire a una presión manométrica de 10 MPa. El émbolo se desplaza hacia el exterior hasta que se duplica el volumen. La presión atmosférica es de 0,1 MPa, y para el aire $\gamma = 1,4$.

Determínese (a) la presión final, en bar, y (b) el trabajo máximo obtenido, en julios, si el proceso es adiabático.

- 8.3. Se permite que 120 cm³ de nitrógeno a 3 bar y 400 K se expandan adiabática y reversiblemente hasta 1,70 bar en un sistema cerrado. Determínese (a) la temperatura final, en kelvin, (b) el trabajo de salida, en kilojulios, y (c) el volumen final, en centímetros cúbicos.
- 8.4. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime isoentrópicamente una masa de 0,40 kg de aire desde un estado inicial de 1,20 bar y 0,30 m³ hasta un volumen final de 0,050 m³. Determínese (a) la presión final, en bar, (b) el trabajo necesario, en kilojulios, y (c) la temperatura final, en grados Celsius.
- 8.5. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,760 L de aire inicialmente a 157 °C y 0,307 MPa. El gas se expande isoentrópicamente hasta 0,097 MPa. Determínese (a) la temperatura final, en grados Celsius, (b) la masa de aire, en kilogramos, (c) el volumen final, en litros, y (d) el trabajo de salida, en kilojulios. Utilícese la tabla del aire.
- 8.6. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 1.000 cm³ de dióxido de carbono a 1,05 bar y 310 K. El gas se comprime isoentrópicamente hasta 2,11 bar. Determínese (a) la temperatura final, en kelvin, y (b) el trabajo necesario, en kilojulios. Utilícense los datos de las tablas.
- 8.7I. Un dispositivo cilindro-émbolo de 2,0 in de diámetro y una longitud inicial de 5,0 in contiene inicialmente aire a una presión manométrica de 1.000 psig. El émbolo se desplaza hacia el exterior hasta que se duplica el volumen. La presión atmosférica es de 14,7 psia, y para el aire $\gamma = 1,4$. Determínese (a) la presión final, en psia, y (b) el trabajo máximo obtenido, en ft · lb_p, si el proceso es adiabático.
- 8.8I. Se permite que 20 in³ de nitrógeno a 45 psia y 240 °F se expandan adiabática y reversiblemente hasta 25,0 psia en un sistema cerrado. Determínese (a) la temperatura final, en grados Rankine, (b) el trabajo de salida, en Btu, y (c) el volumen final, en pulgadas cúbicas.
- 8.9I. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime isoentrópicamente una masa de 0,50 lb_m de aire desde un estado inicial de 15,0 psia y 6,0 ft³ hasta un volumen final de 1 ft³. Determínese (a) la presión final, en psia, (b) el trabajo necesario, en Btu, y (c) la temperatura final, en grados Fahrenheit.
- 8.10I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 46,3 in³ de aire, inicialmente a 300 °F y 42,5 psia. El gas se expande isoentrópicamente hasta 14,5 psia. Determínese (a) la temperatura final, en grados Fahrenheit, (b) la masa de aire, en libras, (c) el volumen final, en pulgadas cúbicas, y (d) el trabajo de salida, en Btu. Utilícese la tabla del aire.
- 8.11I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 200 in³ de nitrógeno a 20 psia y 100 °F. El gas se comprime isoentrópicamente hasta 58,5 psia. Determínese (a) la temperatura final, en grados Fahrenheit, y (b) el trabajo necesario, en Btu. Utilícense los datos de las tablas.
- 8.12. Un volumen de 0,36 m³ de aire a 1,03 bar y 15 °C (estado 1) se comprime reversible y adiabáticamente hasta 10 bar (estado 2). Se enfría después a presión constante hasta su temperatura inicial (estado 3). Finalmente se expande de forma isoterma hasta la presión inicial (estado 1). Determínese el calor y el trabajo en (a) el proceso 1-2, (b) el proceso 2-3, y (c) el trabajo neto del ciclo, dando todos los valores en kilojulios.

- 8.13. Un cilindro rígido horizontal y aislado está dividido en dos compartimentos (*A* y *B*) por un émbolo no conductor y sin fricción. Cada compartimento contiene inicialmente un gas monoatómico a 100 kPa y 300 K ocupando un volumen de 2,70 L. En el lado *A* se tiene una resistencia eléctrica que se alimenta mediante una batería externa hasta que la presión en ambos lados alcanza 232 kPa. Determinése (*a*) la temperatura final en el lado *B*, en kelvin, (*b*) el trabajo realizado sobre el gas en el lado *B*, en kilojulios, (*c*) la temperatura final en el lado *A*, en kelvin, y (*d*) el trabajo eléctrico suministrado, en kilojulios.
- 8.14I. Un volumen de 2,36 ft³ de aire a 15,0 psia y 75 °F (estado 1) se comprime reversible y adiabáticamente hasta 117 psia (estado 2). Se enfría después a presión constante hasta su temperatura inicial (estado 3). Finalmente se expande de forma isoterma hasta la presión inicial (estado 1). Determinése el calor y el trabajo en (*a*) el proceso 1-2, (*b*) el proceso 2-3, y (*c*) el trabajo neto del ciclo, dando todos los valores en Btu.
- 8.15. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 1,0 L de nitrógeno inicialmente a 20 bar y 250 K. El fluido se comprime isoentrópicamente hasta 400 K. Si el gas se considera un gas real, determinése (*a*) la presión final, en bar, (*b*) el trabajo necesario, en kilojulios, y (*c*) el volumen final, en litros, utilizando los datos de la Tabla A.20. (*d*) Si se supone que la sustancia es un gas ideal, determinése el trabajo necesario, en kilojulios.
- 8.16. Un flujo másico de 5 kg/s de argón, inicialmente a 640 kPa y 280 °C, pasa a través de una tobera aislada y sin fricción. La velocidad inicial es despreciable, y la presión de salida es 140 kPa. Determinése (*a*) la temperatura final en grados Celsius, (*b*) la velocidad final en m/s, y (*c*) el área de salida, en centímetros cuadrados.
- 8.17. En un difusor entra aire a 0,70 bar y 7 °C a una velocidad de 300 m/s. La temperatura de salida es 320 K, y el proceso es adiabático y sin fricción. Determinése (*a*) la velocidad final en m/s, (*b*) la presión final en bar, y (*c*) la relación de áreas de entrada y salida.
- 8.18. En un difusor entra aire a 0,60 bar, -3 °C, y 260 m/s. La corriente de aire sale del difusor a una velocidad de 130 m/s. Para flujo isoentrópico, calcúlese (*a*) la temperatura a la salida en grados Celsius, (*b*) la presión de salida en bar, y (*c*) la relación de áreas de salida y entrada.
- 8.19. En una turbina entra dióxido de carbono a 800 K y 2,0 MPa, a una velocidad de 100 m/s a través de una sección de 10,0 cm². El gas se expande isoentrópicamente a 500 K y la sección de salida tiene 60 cm². Calcúlese (*a*) el trabajo de salida, en kJ/kmol, y (*b*) el flujo másico en kmol/s.
- 8.20. En una turbina se expande aire desde 1,5 MPa hasta 0,10 MPa y 27 °C. Las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables y el proceso es adiabático e internamente reversible. El flujo másico es 40 kg/min y la velocidad de salida es de 50 m/s. Determinése (*a*) la temperatura inicial en grados Celsius, utilizando para los datos la Tabla A.5, (*b*) la potencia de salida, en kilovatios, y (*c*) el área de salida, en centímetros cuadrados.
- 8.21. En el compresor de la turbina de gas de un ciclo de potencia entra aire a 20 m/s, 1,0 bar, y 27 °C. Del compresor isoentrópico salen 1,4 kg/s de aire a 8,0 bar y 60 m/s. Determinése (*a*) la temperatura de salida del aire en grados Celsius, (*b*) el diámetro de la entrada circular en centímetros, y (*c*) la potencia necesaria, en kilovatios. Utilícense los datos de la tabla del aire.

- 8.22. Por un compresor circulan, en régimen estacionario, 5 kg/s de nitrógeno gaseoso que experimenta un proceso isoentrópico desde 1 bar y 17 °C hasta 2,7 bar. La variación de energía cinética medida es de 5 kJ/kg. Calcúlese (*a*) la potencia suministrada al gas, en kilovatios, y (*b*) el diámetro de entrada, en centímetros, si la velocidad de entrada es 120 m/s.
- 8.23I. Un flujo másico de 10 lb_m/s de argón inicialmente a 50 psia y 540 °F pasa a través de una tobera aislada y sin fricción. La velocidad inicial es despreciable y la presión de salida es 20 psia. Determinése (*a*) la temperatura final en grados Fahrenheit, (*b*) la velocidad final en ft/s, y (*c*) el área de salida, en pulgadas cuadradas.
- 8.24I. En un difusor entra aire a 10 psia y 40 °F a una velocidad de 900 ft/s. La temperatura de salida es 104 °F y el proceso es adiabático y sin fricción. Determinése (*a*) la velocidad final en ft/s, (*b*) la presión final en psia, y (*c*) la relación de áreas de entrada y salida.
- 8.25I. En un difusor entra aire a 8 psia, 20 °F y 800 ft/s. La corriente de aire sale del difusor a una velocidad de 400 ft/s. Para flujo isoentrópico, calcúlese (*a*) la temperatura a la salida en grados Fahrenheit, (*b*) la presión de salida, en psia, y (*c*) la relación de áreas de salida y entrada.
- 8.26I. En una turbina entra dióxido de carbono a 1.440 °R y 20 atm a una velocidad de 300 ft/s a través de una sección de 65,0 in². El gas se expande isoentrópicamente hasta 900 °R y sale a través de una sección de 395 in². Calcúlese (*a*) el trabajo de salida, en Btu/lbmol, y (*b*) el flujo másico en lbmol/s.
- 8.27I. En una turbina se expande aire desde 13,42 atm hasta 1 atm y 80 °F. Las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables y el proceso es adiabático e internamente reversible. El flujo másico es 80 lb_m/min, y la velocidad de salida es de 150 ft/s. Determinése (*a*) la temperatura inicial en grados Fahrenheit, utilizando para los datos la Tabla A.5I, (*b*) la potencia de salida en hp y (*c*) el área de salida, en pulgadas cuadradas.
- 8.28I. En el compresor de la turbina de gas de un ciclo de potencia entra aire a 40 ft/s, 14,7 psia y 80 °F. Del compresor isoentrópico salen 1,8 lb_m/s de aire a 112,5 psia y 120 ft/s. Determinése (*a*) la temperatura de salida del aire, en grados Fahrenheit, (*b*) el diámetro de la entrada circular, en pulgadas, y (*c*) la potencia necesaria, en hp. Utilícense los datos de la tabla del aire.
- 8.29I. Por un compresor circulan, en régimen estacionario, 10 lb_m/s de nitrógeno gaseoso que experimenta un proceso isoentrópico desde 15 psia y 60 °F hasta 40 psia. La variación de energía cinética medida es de 2,5 Btu/lb_m. Calcúlese (*a*) la potencia suministrada al gas, en hp, y (*b*) el diámetro de entrada, en pulgadas, si la velocidad de entrada es 140 ft/s.
- 8.30. En un compresor entran 0,7 m³/s de aire a 32 °C y 0,95 bar, siendo la presión a la salida 15 bar. Determinése la potencia mínima necesaria, en kilovatios, para mover el compresor adiabático.
- 8.31. Por una tobera aislada y sin fricción circulan 4 kg/s de argón monoatómico inicialmente a 300 kPa y 277 °C. La velocidad inicial es despreciable, y la presión a la salida es de 220 kPa. Determinése (*a*) la temperatura final, en kelvin, (*b*) la velocidad final en m/s, y (*c*) el área de salida, en centímetros cuadrados.
- 8.32. Una corriente estacionaria de nitrógeno a 1 bar y 300 K se comprime isoentrópicamente hasta el 15 por 100 de su volumen inicial. Utilizando

los datos de la Tabla A.6, determínese (a) la temperatura final, en kelvin, mediante un procedimiento iterativo, y (b) el trabajo de entrada necesario, en kJ/kg.

SUSTANCIAS LÍQUIDAS

- 8.33. En una bomba ideal entra agua como líquido saturado a 1 bar, a 1 m/s, y se descarga a 10 bar y 5 m/s. Si la potencia de entrada al dispositivo isentrópico es de 2,6 kW, determínese el flujo volumétrico en L/min.
- 8.34. En un sistema de tuberías entra agua a 20 °C y 10 m/s a través de un conducto de 4,0 cm de diámetro. En una posición aguas abajo las condiciones son 0,150 MPa y 20 m/s, y está situada a una altura de 22,0 m por encima de la entrada. La gravedad local es de 9,70 m/s². Si la corriente es adiabática y sin fricción, determínese (a) la presión de entrada en megapascals, (b) el flujo másico, en kg/min, y (c) el diámetro de salida de la tubería, en centímetros.
- 8.35. Desde la superficie de un depósito abierto se bombean 9,2 kg/s de agua a 20 °C a un sistema de tuberías de diámetro constante. En la descarga de la tubería, la velocidad es de 10 m/s y la presión manométrica es de 2,0 bar. La descarga se realiza a 15,0 m sobre el nivel del agua del depósito, y la gravedad local es de 9,60 m/s². Si la corriente es isentrópica, determínese (a) la potencia requerida por la bomba en kilovatios, y (b) el diámetro de la tubería, en centímetros.
- 8.36. Se bombea aceite de densidad relativa 0,85 desde una presión de 0,70 bar hasta una presión de 1,20 bar, estando la salida situada 4,0 m por encima de la entrada. Un flujo volumétrico de 0,10 m³/s a 15 °C entra a través de una sección de 0,050 m² y la sección de salida tiene 0,020 m². La gravedad local es 9,8 m/s² y la corriente se supone adiabática y sin fricción. Determínese la potencia de entrada a la bomba, en kilovatios.
- 8.37. Se bombea agua desde un estado inicial de 2 bar, 15 °C y 2 m/s hasta un estado final de 6,0 bar y 8 m/s. El diámetro del conducto a la salida es 2,0 cm y queda 20,0 m por encima de la entrada. Si el conducto está aislado y no existe fricción en la corriente, determínese (a) el flujo másico en kg/s, (b) el trabajo en eje necesario, en kJ/kg, y (c) la potencia de entrada, en kilovatios. Considérense todos los términos energéticos de los que se tenga información. La gravedad local es 9,80 m/s².
- 8.38. Una turbina hidráulica está situada detrás de una presa, 120 m por debajo de la superficie del agua. El agua entra a la turbina a través de un conducto de 2,0 m de diámetro. El conducto de salida de la turbina tiene el mismo diámetro y en él las condiciones son 1,0 bar, 15 °C y 12 m/s. Si se supone que la corriente es isentrópica y la gravedad local es 9,70 m/s², determínese la potencia de salida de la turbina, en kilovatios.
- 8.39. A un sistema de tuberías entran 10,0 kg/s de agua a 3,20 bar, 15 °C y 4 m/s. Aguas abajo, en una posición dada, la presión es 1,80 bar y se encuentra a una altura de 12,0 m por encima de la entrada. La gravedad local es 9,75 m/s². Determínese (a) la velocidad en la posición aguas abajo, en m/s, y (b) el diámetro, en centímetros, de la tubería aguas abajo si se supone que la corriente es adiabática y sin fricción.
- 8.401. En un sistema de tuberías entra agua a 70 °F y 10 ft/s a través de un conducto de 2,0 in de diámetro. En una posición aguas abajo las condiciones son 20,0 psia y 20 ft/s, y está situada a una altura de 40,0 ft por

encima de la entrada. La gravedad local es de 32,0 ft/s². Si la corriente es adiabática y sin fricción, determínese (a) la presión de entrada, en psia, (b) el flujo másico, en lb_m/min, y (c) el diámetro de la tubería de salida, en pulgadas.

- 8.411. Desde la superficie de un depósito abierto se bombean 9,5 lb_m/s de agua a 70 °F a un sistema de tuberías de diámetro constante. En la descarga de la tubería, la velocidad es de 30 ft/s y la presión manométrica es de 25 psig. La descarga se realiza a 48,0 ft sobre el nivel del agua del depósito, y la gravedad local es de 31,8 ft/s². Si la corriente es isentrópica, determínese (a) la potencia requerida por la bomba, en hp, y (b) el diámetro de la tubería, en pulgadas.
- 8.421. Se bombea aceite de densidad relativa 0,85 desde una presión de vacío de 8 inHg hasta una presión de 18,0 psig, estando la salida situada 18,0 ft por encima de la entrada. Un flujo volumétrico de 3,0 ft³/s a 60 °F entra a través de una sección de 0,50 ft², y la sección de salida tiene 0,30 ft². La gravedad local es 32,0 ft/s², y la corriente se supone adiabática y sin fricción. Determínese la potencia de entrada a la bomba, en hp.
- 8.431. Se bombea agua desde un estado inicial de 20 psia, 60 °F y 4 ft/s hasta un estado final de 80 psia y 20 ft/s. El diámetro del conducto a la salida es 3,0 in y queda 90,0 ft por encima de la entrada. Si el conducto está aislado y no existe fricción en la corriente, determínese (a) el flujo másico, en lb_m/s, (b) el trabajo en eje necesario, en ft · lb_f/lb_m, y (c) la potencia de entrada, en hp. Considérense todos los términos energéticos de los que se tenga información. La gravedad local es 32,0 ft/s².
- 8.441. A un sistema de tuberías entran 20,0 lb_m/s de agua a 45 psia, 60 °F y 6 ft/s. Aguas abajo, en una posición dada, la presión es 27,0 psia y se encuentra a una altura de 35,0 ft por encima de la entrada. La gravedad local es 31,8 ft/s². Determínese (a) la velocidad aguas abajo en esa posición, en ft/s, y (b) el diámetro, en pulgadas, de la tubería aguas abajo si se supone que la corriente es adiabática y sin fricción.

USO DE LOS DATOS DE LAS TABLAS

- 8.45. En un sistema cerrado se expansionan 9,0 g de agua en estado de vapor saturado a 8 bar en un proceso adiabático y reversible hasta que la presión alcanza 1,5 bar. Calcúlese (a) el trabajo realizado, en kilojulios, y (b) la variación de volumen, en litros. (c) Representese el proceso en un diagrama *Ts*.
- 8.46. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a inicialmente a 1,0 bar y una calidad del 96,6 por 100. Se comprime isentrópicamente hasta una presión final de 6,0 bar. Determínese (a) la temperatura final, en grados Celsius, y (b) el trabajo de entrada necesario, en kJ/kg. (c) Representese el proceso en un diagrama *Ts*.
- 8.47. En una tobera se expande isentrópicamente vapor de agua desde 1,5 bar y 120 °C hasta 1,0 bar.
 (a) Si la velocidad de entrada es despreciable, calcúlese la velocidad de descarga en m/s.
 (b) Si el flujo másico es de 20 kg/min, calcúlese el área de salida de la tobera, en centímetros cuadrados.

- 8.48. En un difusor entra refrigerante 134a a 1,0 bar, 20 °C y una velocidad de 200 m/s. El proceso es isentrópico y la temperatura de salida es 30 °C. Determínese (a) la presión de salida, en bar, (b) la velocidad de salida, en m/s, y (c) el área de entrada, en centímetros cuadrados, si el flujo másico es 40 kg/min.
- 8.49. Las condiciones de entrada de una turbina adiabática de vapor de agua son 140 bar, 480 °C y 150 m/s. Las condiciones de salida son 10 bar y 250 m/s y el flujo másico es 10.000 kg/h. Si el proceso es internamente reversible, determínese (a) la temperatura de salida en grados Celsius, (b) el trabajo de salida en kJ/kg, (c) la potencia de salida, en kilovatios, y (d) el área de entrada, en centímetros cuadrados. (e) Representétese el proceso en los diagramas Pv y Ts con respecto a la línea de saturación.
- 8.50. A una turbina entra, en régimen estacionario, refrigerante 134a a 10 bar y 120 °C. La atraviesa isentrópicamente y sale a 1 bar. Despreciando las variaciones de energía cinética y potencial, determínese el trabajo de salida, en kJ/kg.
- 8.51. En un proceso de flujo en régimen estacionario y adiabático se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a 5 bar hasta una presión final de 9 bar.
- (a) Determínese la temperatura final más baja posible, en grados Celsius.
 - (b) Determínese el trabajo en eje mínimo necesario, en kJ/kg.
 - (c) Si la temperatura final real es, debido a las irreversibilidades, 12,7 °C más alta que la temperatura mínima, calcúlese el porcentaje de aumento de trabajo en eje comparado con el valor mínimo.
- 8.52. En un proceso de flujo en régimen estacionario e isentrópico se comprime vapor de agua saturado a 1,5 bar hasta una presión final de 7 bar.
- (a) Determínese la temperatura final, en kelvin.
 - (b) Calcúlese el trabajo necesario, en kJ/kg.
 - (c) Si el flujo másico es 10.000 kg/h, calcúlese la potencia de entrada necesaria, en kilovatios.
 - (d) Calcúlese, en m/s, la velocidad de entrada si el área de entrada es 0,20 m².
- 8.53. A una tobera adiabática entra vapor de agua a 3 bar, 200 °C y velocidad despreciable. La presión a la salida es 1 bar y el área es 10 cm². Determínese (a) la velocidad máxima de salida, en m/s, y (b) el flujo másico correspondiente, en kg/s.
- 8.541. En un sistema cerrado se expansionan 0,1 lb_m de agua en estado de vapor saturado a 100 psia siguiendo un proceso adiabático y reversible, hasta que la presión alcanza 20 psia. Calcúlese (a) el trabajo realizado, en Btu, y (b) la variación de volumen, en pies cúbicos. (c) Representétese el proceso en un diagrama Ts .
- 8.551. En una tobera se expande isentrópicamente vapor de agua desde 60 psia y 350 °F hasta 35 psia.
- (a) Si la velocidad de entrada es despreciable, calcúlese la velocidad de descarga en ft/s.
 - (b) Si el flujo másico es de 100 lb_m/min, calcúlese el área de salida de la tobera, en pulgadas cuadradas.
- 8.561. En un difusor entra vapor de agua a 40 psia, 300 °F y una velocidad de 1.200 ft/s. El proceso es isentrópico y la temperatura de salida es 350 °F. Determínese (a) la presión de salida, en psia, (b) la velocidad de salida, en ft/s, y (c) el área de entrada, en pulgadas cuadradas, si el flujo másico es 80 lb_m/min.

- 8.571. Las condiciones de entrada de una turbina adiabática de vapor de agua son 600 psia, 800 °F y 150 ft/s. Las condiciones de salida son 15 psia y 250 ft/s y el flujo másico es 20.000 lb_m/h. Si el proceso es internamente reversible, determínese (a) la calidad del vapor a la salida, (b) la potencia de salida en hp, y (c) el área de entrada, en pulgadas cuadradas. (d) Representétese el proceso en los diagramas Pv y Ts con respecto a la línea de saturación.
- 8.581. A una turbina entra, en régimen estacionario, refrigerante 134a a 80 psia y 220 °F. La atraviesa isentrópicamente y salen 100 ft³/min a 20 psia. Determínese la potencia de salida, en hp, si las áreas de entrada y salida son 0,02 y 0,01 ft².
- 8.591. En un proceso de flujo en régimen estacionario y adiabático se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a -20 °F hasta una presión final de 120 psia.
- (a) Determínese la temperatura final más baja posible, en grados Fahrenheit.
 - (b) Determínese el trabajo en eje mínimo necesario, en Btu/lb_m.
 - (c) Si la temperatura final real es, debido a las irreversibilidades, 21,4 °F más alta que la temperatura mínima, calcúlese el porcentaje de aumento de trabajo en eje comparado con el valor mínimo.
- 8.601. En un proceso de flujo en régimen estacionario e isentrópico se comprime vapor de agua a 20 psia y 300 °F hasta una presión final de 120 psia.
- (a) Determínese la temperatura final, en grados Fahrenheit.
 - (b) Calcúlese el trabajo necesario, en Btu/lb_m.
 - (c) Si el flujo másico es 20.000 lb_m/h, calcúlese la potencia de entrada necesaria, en hp.
 - (d) Calcúlese, en ft/s, la velocidad de entrada si el área de entrada es 2,0 ft².

COMPORTAMIENTO DE UNA TURBINA REAL

- 8.61. Por una turbina adiabática pasan 20.000 kg/h de vapor de agua desde un estado inicial de 100 bar y 520 °C hasta un estado final de 15 bar y 280 °C. Determínese (a) el rendimiento isentrópico de la turbina, (b) la potencia real de salida, en kilovatios, y (c) la producción de entropía dentro de la turbina, en kJ/K · min.
- 8.62. A una turbina entra aire a 1.000 K y 475 kPa. El rendimiento adiabático de la turbina es del 88 por 100 y el trabajo de salida es 235,7 kJ/kg. Determínese (a) la temperatura de salida real, (b) la temperatura de salida isentrópica, en kelvin, (c) la presión de salida en kilopascales, y (d) la producción de entropía, en kJ/kg · K, en el proceso real. Utilícese la Tabla A.5.
- 8.63. A una pequeña turbina hidráulica entran 25 kg/s de agua a 20 °C y 1,4 MPa y descarga a 0,10 MPa. El rendimiento adiabático de la turbina es del 76 por 100. Determínese (a) la potencia de salida, en kilovatios, y (b) la producción de entropía en el proceso real, en kJ/kg · K.
- 8.64. Para producir 100 kJ/kg de trabajo real se necesita una turbina de aire con un rendimiento del 80 por 100. La temperatura de entrada del fluido es 460 K y la presión de salida es 0,10 MPa. Calcúlese (a) la temperatura real de salida, en kelvin, (b) la temperatura isentrópica de salida, (c)

- la presión de entrada necesaria, en megapascuales, y (d) la producción de entropía en el proceso real, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 8.65. En una turbina adiabática se expande aire desde 3 bar, 117°C y 70 m/s hasta una presión final de 1 bar. El flujo másico es $2,0 \text{ kg/s}$.
- Determinése el trabajo máximo de salida, en kJ/kg .
 - Si la temperatura real de salida es 30°C , calcúlese el rendimiento isoentrópico de la turbina.
 - Determinése el área de entrada de la turbina, en centímetros cuadrados.
 - Determinése la producción de entropía en el proceso real, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 8.66. A una turbina adiabática entran 10.000 kg/h de vapor de agua a 20 bar, 440°C y 80 m/s , y se expansionan hasta $0,7 \text{ bar}$.
- Determinése el área de entrada de la turbina, en centímetros cuadrados.
 - Si el rendimiento adiabático de la turbina es del 80 por 100, determinése la temperatura de salida del vapor, en grados Celsius.
 - Calcúlese la potencia de salida, en kilovatios.
 - Determinése la producción de entropía, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 8.67. A una turbina entra agua líquida a 5,0 bar, 15°C y una velocidad de $1,4 \text{ m/s}$ a través de una sección de $0,60 \text{ m}^2$. Las condiciones de salida del agua son 1,0 bar y $4,8 \text{ m/s}$. Si el rendimiento adiabático de la turbina es del 88 por 100, determinése (a) la potencia real de salida, en kilovatios, y (b) la variación de temperatura del fluido, en grados Celsius, en el proceso adiabático.
- 8.68. A una turbina entra agua líquida a $0,720 \text{ MPa}$, 20°C y $4,2 \text{ m/s}$. Las condiciones de salida son $0,098 \text{ MPa}$ y $1,2 \text{ m/s}$. Si la temperatura del fluido aumenta $0,0120^\circ\text{C}$, determinése (a) el trabajo real de salida, en kJ/kg , y (b) el rendimiento adiabático de la turbina.
- 8.69I. A una pequeña turbina hidráulica entran $50 \text{ lb}_m/\text{s}$ de agua a 60°F y 200 psia y descarga a $14,7 \text{ psia}$. El rendimiento adiabático de la turbina es del 76 por 100. Determinése la potencia de salida, en hp.
- 8.70I. Para producir 50 Btu/lb_m de trabajo real se necesita una turbina de aire con un rendimiento adiabático del 80 por 100. La temperatura de entrada del fluido es 340°F y la presión de salida es 15 psia . Calcúlese (a) la temperatura isoentrópica de salida, (b) la presión de entrada necesaria, en psia, (c) la temperatura real de salida, en grados Fahrenheit, y (d) la producción de entropía, en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$.
- 8.71I. En una turbina adiabática se expande aire desde 45 psia , 240°F y 200 ft/s hasta una presión final de 15 psia . El flujo másico es $4,0 \text{ lb}_m/\text{s}$.
- Determinése el trabajo máximo de salida, en Btu/lb_m .
 - Si la temperatura real de salida es 90°F , calcúlese el rendimiento adiabático de la turbina.
 - Determinése el área de entrada de la turbina, en pulgadas cuadradas.
- 8.72I. A una turbina adiabática entra vapor de agua a 2.000 psia y 1.000°F , y se expansiona hasta 10 psia y una calidad del 94 por 100. Determinése (a) el rendimiento adiabático de la turbina, y (b) la producción de entropía en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$.
- 8.73I. A una turbina entra agua líquida a 150 psia , 50°F y una velocidad de $4,4 \text{ ft/s}$ a través de una sección de $6,2 \text{ ft}^2$. Las condiciones de salida del

agua son 15 psia y $4,8 \text{ ft/s}$. Si el rendimiento adiabático de la turbina es del 90 por 100, determinése (a) la potencia real de salida, en hp, y (b) la variación de temperatura del fluido, en grados Fahrenheit, en el proceso adiabático.

- 8.74I. A una turbina entra agua líquida a 105 psia , 60°F y $3,6 \text{ ft/s}$ a través de una sección de $5,4 \text{ ft}^2$. Las condiciones de salida son 16 psia y $9,8 \text{ ft/s}$. Si el trabajo real de salida es de 415 hp , determinése (a) el rendimiento adiabático de la turbina, y (b) el aumento de temperatura del fluido, en grados Fahrenheit, en el proceso adiabático.

COMPORTAMIENTO DE UNA TOBERA REAL

- 8.75. A una tobera entra aire a $1,6 \text{ bar}$ y 67°C . La presión final es $1,0 \text{ bar}$, la velocidad inicial es despreciable y el flujo másico es $2,0 \text{ kg/s}$. Si la velocidad real de salida es 283 m/s , determinése (a) el rendimiento adiabático de la tobera, (b) la temperatura real de salida, en kelvin, (c) el área de salida, en centímetros cuadrados, y (d) la producción de entropía en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 8.76. A la tobera de un turborreactor entra aire a 180 kPa y 707°C , a una velocidad de 70 m/s . El aire se expande adiabáticamente hasta 70 kPa . Si el flujo másico es $3,0 \text{ kg/s}$ y el rendimiento adiabático de la tobera es del 93 por 100, determinése (a) la velocidad de descarga, en m/s , (b) el área de entrada, en centímetros cuadrados, (c) la temperatura real de descarga, en grados Celsius, y (d) la producción de entropía, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 8.77I. A una tobera entra aire a $24,2 \text{ psia}$ y 140°F . La presión final es $14,7 \text{ psia}$, la velocidad inicial es despreciable y el flujo másico es $4,0 \text{ lb}_m/\text{s}$. Si la velocidad real de salida es 925 ft/s , determinése (a) el rendimiento adiabático de la tobera, (b) la temperatura real de salida, en grados Fahrenheit, (c) el área de salida, en pulgadas cuadradas, y (d) la producción de entropía en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$.
- 8.78I. A la tobera de un turborreactor entra aire a 27 psia y 1.300°F , a una velocidad de 200 ft/s . El aire se expande adiabáticamente hasta $10,5 \text{ psia}$. Si el flujo másico es $6,0 \text{ lb}_m/\text{s}$ y el rendimiento adiabático de la tobera es del 90 por 100, determinése (a) la velocidad de descarga, en ft/s , (b) el área de entrada, en pulgadas cuadradas, y (c) la temperatura real de descarga, en grados Fahrenheit.
- 8.79. Un aceite de densidad específica $0,83$ entra a una tobera a $3,2 \text{ bar}$, 20°C y $0,60 \text{ m/s}$. La velocidad final es $16,9 \text{ m/s}$. Si el aumento de energía interna durante el proceso es $0,020 \text{ kJ/kg}$, determinése (a) la presión de salida, en bar, y (b) el rendimiento de la tobera para la presión de salida calculada.
- 8.80. Un fluido de densidad específica $0,86$ entra a una tobera a $3,9 \text{ bar}$, 25°C y $0,75 \text{ m/s}$. Las condiciones de salida son $16,3 \text{ m/s}$ y $2,66 \text{ bar}$. Para la caída de presión dada, determinése (a) la variación de energía interna en el proceso real, en kJ/kg , y (b) el rendimiento de la tobera en el proceso adiabático.
- 8.81I. Un aceite de densidad específica $0,83$ entra a una tobera a 48 psia , 65°F y 3 ft/s . La velocidad final es 55 ft/s . Si el aumento de energía interna durante el proceso es $0,0080 \text{ Btu/lb}_m$, determinése (a) la presión de salida, en psia, y (b) el rendimiento de la tobera para la presión de salida calculada.

- 8.82I. A una tobera entra agua a 60 psia, 70 °F y 2,0 ft/s. Las condiciones de salida son 45 ft/s y 45 psia. Para la caída de presión dada, determínese (a) la variación de energía interna en el proceso real, en Btu/lb_m, y (b) el rendimiento de la tobera en el proceso adiabático.
- 8.83. A una tobera entra agua líquida a 4 bar y 30 °C a una velocidad de 5 m/s. La presión de salida es 1 bar. Las irreversibilidades originan un aumento de temperatura de 0,015 °C. Determínese (a) el rendimiento adiabático, y (b) la velocidad de salida en m/s.

COMPORTAMIENTO DE UN COMPRESOR REAL

- 8.84. Se comprime refrigerante 134a desde 140 kPa y -10 °C hasta un estado de salida de 700 kPa y 60 °C. La potencia de entrada es 0,5 kW. Despreciando las variaciones de energía cinética y potencial, determínese (a) el rendimiento adiabático del compresor, (b) el flujo volumétrico de refrigerante a la entrada del compresor, en L/min, y (c) el flujo volumétrico máximo (L/min) en las condiciones de entrada que puede admitir este compresor de 0,5 kW sin violar la segunda ley. Además, (d) representé el proceso real en un diagrama Ts .
- 8.85. A un compresor adiabático entran 5 kg/s de aire a 1 bar y 27 °C y salen a 5 bar y 247 °C. Calcúlese (a) la potencia de entrada necesaria, en kilovatios, (b) el rendimiento adiabático, y (c) la producción de entropía, en kJ/K · s.
- 8.86. Se comprime aire adiabáticamente en régimen estacionario desde 1 bar y 17 °C hasta 6 bar. Si el rendimiento adiabático del compresor es el 82 por 100, determínese (a) la temperatura de salida, en grados Celsius, (b) el aumento de temperatura causado por las irreversibilidades, en grados Celsius, (c) el trabajo de entrada real, en kJ/kg, y (d) la generación de entropía en el proceso real, en kJ/kg · K.
- 8.87. Se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a -4 °C hasta una presión final de 9 bar. Si el proceso es adiabático y el rendimiento del compresor es del 70 por 100, determínese (a) la temperatura de salida, en grados Celsius, y (b) la producción de entropía en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kg · K.
- 8.88. A un compresor que funciona en régimen estacionario entra, a 0,10 MPa y 300 K, un gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes. Se comprime adiabáticamente y se descarga a 1,0 MPa. Para el gas $c_p = 2,05$ kJ/kg · K y $c_v = 1,46$ kJ/kg · K. Determínese la temperatura de descarga, en kelvin, y el trabajo, en kJ/kg, si (a) el proceso es internamente reversible, y (b) el rendimiento adiabático del compresor es el 80 por 100. (c) Representé ambos procesos en los diagramas Pv y Ts .
- 8.89I. Se comprime aire adiabáticamente en régimen estacionario desde 14,5 psia y 40 °F hasta 98 psia. Si el rendimiento adiabático del compresor es del 82 por 100, determínese (a) el trabajo de entrada real, en Btu/lb_m, (b) la temperatura de salida, en grados Fahrenheit, y (c) la producción de entropía en el proceso real, en Btu/lb_m · °R.
- 8.90I. Se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a 0 °F hasta una presión final de 200 psia. Si el proceso es adiabático y el rendimiento del compresor es del 77,3 por 100, determínese (a) la temperatura de salida, en grados Fahrenheit, y (b) la producción de entropía en el proceso en régimen estacionario, en Btu/lb_m · °R.

- 8.91I. A un compresor que funciona en régimen estacionario entra, a 15 psia y 500 °R, un gas ideal con capacidades térmicas específicas constantes. Se comprime adiabáticamente y se descarga a 150 psia. Para el gas $c_p = 0,49$ Btu/lb_m · °R y $c_v = 0,35$ Btu/lb_m · °R. Determínese la temperatura de descarga, en grados Rankine, y el trabajo, en Btu/lb_m, si (a) el proceso es internamente reversible, y (b) el rendimiento adiabático del compresor es del 80 por 100. (c) Representé ambos procesos en los diagramas Pv y Ts .

COMPORTAMIENTO DE UNA BOMBA REAL

- 8.92. A una bomba entra agua a 1,0 bar y 20 °C a una velocidad de 2,6 m/s a través de una sección de 22,0 cm². Las condiciones de salida del agua son 6,0 bar y 7,8 m/s. Si la potencia de entrada necesaria es 4,0 kW, determínese (a) el rendimiento adiabático de la bomba, y (b) el incremento de temperatura del fluido en el proceso adiabático.
- 8.93. Un hidrocarburo líquido de densidad relativa 0,82 entra a una bomba a 0,10 MPa y 25 °C. Sobre el fluido se realiza un trabajo en eje de 2,40 kJ/kg. La capacidad térmica específica del fluido es 2,20 kJ/kg · K. Calcúlese el aumento de presión, en megapascals, si (a) el proceso es isoentrópico, y (b) la temperatura del fluido aumenta 0,070 °C durante el proceso.
- 8.94I. A una bomba entra agua a 15 psia, 70 °F y una velocidad de 7,8 ft/s, a través de una sección de 3,40 in². Las condiciones de salida del agua son 90 psia y 24 ft/s. Si la potencia de entrada necesaria es 5,0 hp, determínese (a) el rendimiento adiabático de la bomba, y (b) el incremento de temperatura del fluido en el proceso adiabático, en grados Fahrenheit.
- 8.95I. Un hidrocarburo líquido de densidad relativa 0,82 entra a una bomba a 16 psia y 80 °F. Sobre el fluido se realiza un trabajo en eje de 1,20 Btu/lb_m. La capacidad térmica específica del fluido es 0,53 Btu/lb_m · °R. Calcúlese el aumento de presión, en psi, si (a) el proceso es isoentrópico y, (b) la temperatura del fluido aumenta 0,125 °F durante el proceso.
- 8.96. A una bomba entra agua líquida a 2 bar y 27 °C y sale a 8 bar. El aumento de temperatura del fluido durante el proceso adiabático es 0,050 °C y las variaciones de energía cinética y potencial son despreciables. Calcúlese (a) el trabajo real de entrada, en kJ/kg, (b) el rendimiento adiabático, en tanto por ciento, y (c) la producción de entropía, en kJ/kg · K.
- 8.97. Una turbina de vapor de rendimiento adiabático del 80 por 100 mueve una bomba de agua líquida de rendimiento 70 por 100. A la bomba entra líquido saturado a 1,5 bar y 1 m/s y sale a 10 bar y 5 m/s. A la turbina entran 0,1 kg/s de vapor de agua a 5 bar y 200 °C y salen a 1,5 bar. Despréciase la variación de energía cinética en la turbina. Calcúlese (a) la potencia de salida de la turbina, en kilovatios, y (b) el flujo volumétrico de agua líquida a la entrada en L/min.

SISTEMAS DE TUBERÍAS Y ESTRANGULAMIENTO DE LÍQUIDOS

- 8.98. A una tubería de 5,0 cm de diámetro entra agua a 15 °C a una velocidad de 3 m/s. El líquido sale por una tubería de 3,0 cm de diámetro situada a

una altura de 10,0 m por encima de la entrada. La corriente es adiabática y la gravedad local es $9,70 \text{ m/s}^2$. Determinése la variación de presión en kilopascales si (a) la corriente es internamente reversible, y (b) la fricción origina un aumento de temperatura de $0,004^\circ\text{C}$.

- 8.99. A un sistema de tuberías entra agua a 10 m/s y 20°C . En una posición aguas abajo, la velocidad es 20 m/s y la altura es 22 m superior a la de la entrada. La gravedad local es $9,70 \text{ m/s}^2$ y la corriente es adiabática. Determinése el porcentaje de aumento en la caída de presión, respecto a la corriente sin fricción, cuando el fluido experimenta un aumento de temperatura de $0,010^\circ\text{C}$.
- 8.100. Se hace pasar agua líquida a 50 bar y 100°C por un dispositivo de estrangulamiento hasta alcanzar 25 bar . Estímese la variación de temperatura y la producción de entropía, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, (a) si la corriente es incompresible, y (b) interpolando linealmente en los datos de líquido comprimido.
- 8.101. Se hace pasar agua líquida a 75 bar y 80°C por un dispositivo de estrangulamiento hasta alcanzar 25 bar . Estímese la variación de temperatura y la producción de entropía, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, (a) si la corriente es incompresible, y (b) interpolando linealmente en los datos de líquido comprimido.
- 8.102. Se hace pasar agua líquida a 75 bar y 100°C por un dispositivo de estrangulamiento hasta alcanzar 50 bar . Estímese la variación de temperatura y la producción de entropía, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, (a) si la corriente es incompresible, y (b) interpolando linealmente en los datos de líquido comprimido.
- 8.103I. A una tubería de $3,0 \text{ in}$ de diámetro entra agua a 50°F a una velocidad de 6 ft/s . El líquido sale por una tubería de $2,0 \text{ in}$ de diámetro situada a una altura de $30,0 \text{ ft}$ por encima de la entrada. La corriente es adiabática y la gravedad local es $31,9 \text{ ft/s}^2$. Determinése la variación de presión en psi si (a) la corriente es internamente reversible, y (b) la fricción origina un aumento de temperatura de $0,008^\circ\text{F}$.
- 8.104I. A un sistema de tuberías entra agua a 10 ft/s y 70°F . En una posición aguas abajo, la velocidad es 20 ft/s y la altura es 40 ft superior a la de la entrada. La gravedad local es $32,0 \text{ ft/s}^2$ y la corriente es adiabática. Determinése el porcentaje de aumento en la caída de presión, respecto a la corriente sin fricción, cuando el fluido experimenta un aumento de temperatura de $0,020^\circ\text{F}$.
- 8.105I. Se hace pasar agua líquida a 1.000 psia y 100°F por un dispositivo de estrangulamiento hasta alcanzar 500 psia . Estímese la variación de temperatura, en grados Fahrenheit, y la producción de entropía, en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, (a) si la corriente es incompresible, y (b) interpolando linealmente en los datos de líquido comprimido.

RENDIMIENTO ADIABÁTICO Y PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA

- 8.106. Una bomba axial se ha ensayado en régimen estacionario para determinar sus actuaciones en función del flujo másico \dot{m} que atraviesa la bomba. Las ecuaciones siguientes se han obtenido al ajustar los datos del ensayo con $0 \leq \dot{m} \leq 300 \text{ kg/s}$:

$$\eta_{\text{bomba}} = (7,33 \times 10^{-3} \text{ s/kg})\dot{m} - (16,67 \times 10^{-6} \text{ s}^2/\text{kg}^2)\dot{m}^2$$

$$P_2 - P_1 = (49,0 \text{ kPa}) - (0,115 \text{ kPa} \cdot \text{s/kg})\dot{m}$$

donde $P_2 - P_1$ es el salto de presión en la bomba. Supóngase que los datos se obtienen para agua a 25°C . Representése la información siguiente de la bomba en función del flujo másico: rendimiento adiabático de la bomba η_{bomba} , producción de entropía específica σ_m , y producción de entropía por unidad de tiempo $\dot{\sigma}$. Determinése (a) si el rendimiento de la bomba tiene un máximo local, (b) si la producción de entropía específica y la producción de entropía por unidad de tiempo tienen mínimos locales en el intervalo de flujos másicos considerado. (c) Si existen, ¿los valores de máximos y mínimos se producen para los mismos flujos másicos o parecidos? (d) ¿Qué significa esto?

- 8.107. Dos compresores adiabáticos que funcionan en régimen estacionario están conectados en serie y funcionan como uno solo. La relación de presiones del primer compresor es P_2/P_1 y la relación de presiones del segundo es P_3/P_2 . La relación de presiones del compresor combinado es $P_3/P_1 = 10$. El rendimiento adiabático de cada compresor es del 85 por 100. Determinése el valor óptimo de la relación de presiones de cada compresor que maximice la producción de entropía específica $\sigma_m = \dot{\sigma}/\dot{m}$ del compresor combinado.
- 8.108. Repítase el Problema 8.107, pero ahora considérese si el valor real del rendimiento adiabático del compresor influye en la relación de presiones óptima.
- 8.109. Para caídas de presión muy pequeñas, la Ecuación [8.37] obtenida para un gas ideal debería dar los mismos resultados que la Ecuación [8.39] obtenida para una turbina hidráulica. Demuéstrese analítica o numéricamente que esto es verdad.
- 8.110. Una turbina de gas de tres etapas tiene una presión de entrada de 10 bar y una presión de salida de 1 bar . Puede considerarse como tres turbinas de gas separadas en serie. Cada turbina tiene un rendimiento adiabático del 90 por 100. Supóngase que el fluido de trabajo es aire y que puede modelarse como gas ideal. Calcúlese el valor óptimo de las dos presiones intermedias que maximiza la producción de entropía específica σ_m en la turbina combinada de tres etapas.

CICLOS DE CARNOT

- 8.111. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua que describe un ciclo de un motor térmico de Carnot. Desde un estado inicial de líquido saturado a 280°C , el fluido se expande de forma isoterma hasta que la presión alcanza 40 bar . A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 100°C . Determinése para el ciclo (a) el rendimiento térmico, (b) el calor suministrado, (c) el calor cedido, y (d) el trabajo durante la expansión isentrópica, todo en kJ/kg .
- 8.112. Un dispositivo de flujo estacionario funciona con agua para realizar un ciclo de un motor térmico de Carnot. Desde un estado inicial de 320°C y una calidad del 10 por 100, el fluido se expande de manera isoterma hasta 80 bar . A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 10 bar . Determinése para el ciclo (a) el rendimiento térmico, (b) el calor suministrado, (c) el calor cedido, y (d) el trabajo durante la expansión isentrópica, todo en kJ/kg .
- 8.113. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a que lleva a cabo un ciclo de refrigeración de Carnot. Desde un estado inicial de

4 bar y 40 °C, el fluido condensa de manera isoterma hasta una calidad del 50 por 100. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta -20 °C. Para este ciclo inverso de Carnot, determínese (a) el COP, (b) el calor cedido, (c) el calor suministrado desde la región fría, y (d) el trabajo neto de entrada, todo en kJ/kg.

- 8.114. Un dispositivo de flujo estacionario funciona con refrigerante 134a como sustancia de trabajo para llevar a cabo un ciclo de una bomba de calor de Carnot. Desde un estado inicial de 14 bar y 60 °C, el fluido se condensa de forma isoterma hasta líquido saturado. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 5 bar. Para el ciclo de Carnot inverso, determínese (a) el COP, (b) el calor cedido a 60 °C, (c) el calor suministrado desde la región fría, y (d) el trabajo isentrópico de compresión, todo en kJ/kg.
- 8.115I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene agua para llevar a cabo un ciclo de un motor térmico de Carnot. Desde un estado inicial de líquido saturado a 500 °F, el fluido se expande de forma isoterma hasta que la presión alcanza 600 psia. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 200 °F. Determínese para el ciclo (a) el rendimiento térmico, (b) el calor suministrado, (c) el calor cedido, y (d) el trabajo durante la expansión isentrópica, todo en Btu/lb_m.
- 8.116I. Un dispositivo de flujo estacionario funciona con agua que describe un ciclo de un motor térmico de Carnot. Desde un estado inicial de 600 °F y una calidad del 10 por 100, el fluido se expande de manera isoterma hasta 1.200 psia. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 150 psia. Determínese para el ciclo (a) el rendimiento térmico, (b) el calor suministrado, (c) el calor cedido, y (d) el trabajo durante la expansión isentrópica, todo en Btu/lb_m.
- 8.117I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene refrigerante 134a y describe un ciclo de refrigeración de Carnot. Desde un estado inicial de 100 psia y 80 °F, el fluido condensa de manera isoterma hasta una calidad del 50 por 100. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 0 °F. Para este ciclo inverso de Carnot, determínese (a) el COP, (b) el calor cedido, (c) el calor suministrado desde la región fría, y (d) el trabajo neto de entrada, todo en Btu/lb_m.
- 8.118. Un dispositivo de flujo estacionario funciona con refrigerante 134a como sustancia de trabajo, que lleva a cabo un ciclo frigorífico de Carnot. Desde un estado inicial de 10 bar y 40 °C, el fluido se condensa de forma isoterma hasta una calidad del 20 por 100. A este proceso le sigue una expansión isentrópica hasta 2 bar. Para el ciclo de Carnot inverso, determínese (a) el COP, (b) el calor cedido a 40 °C, (c) el calor suministrado desde la región fría, y (d) el trabajo isentrópico de compresión, todo en kJ/kg.

DESCARGA ADIABÁTICA NO ESTACIONARIA

- 8.119. Un depósito térmicamente aislado de 0,12 m³ de volumen contiene inicialmente argón a 3,0 MPa y 240 °C. Se abre una válvula hasta que se escape la mitad de la masa en el depósito. Determínese (a) la temperatura final en el depósito, en °C, y (b) la presión final en kPa.
- 8.120. Un depósito térmicamente aislado de 0,10 m³ de volumen contiene inicialmente helio a 2 MPa y 227 °C. Se conecta mediante una válvula a un

segundo depósito térmicamente aislado e inicialmente vacío. Se abre la válvula hasta que la presión en el depósito baja hasta 1,0 MPa, y, al mismo tiempo, la presión en el segundo depósito alcanza 0,50 MPa. Calcúlense (a) los kilomoles de gas que salen del primer depósito, (b) la temperatura final en el segundo depósito, en kelvin, (c) el volumen del segundo depósito, en metros cúbicos, y (d) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K.

- 8.121. Un depósito térmicamente aislado de 0,14 m³ de volumen contiene inicialmente argón a 3 MPa y 127 °C. Se conecta mediante una válvula a un segundo depósito térmicamente aislado e inicialmente vacío. Se abre la válvula hasta que la presión en el depósito baja hasta 2,0 MPa, y, al mismo tiempo, la presión en el segundo depósito alcanza 0,70 MPa. Calcúlense (a) los kilomoles de gas que salen del primer depósito, (b) la temperatura final en el segundo depósito, en kelvin, (c) el volumen del segundo depósito, en metros cúbicos, y (d) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K.
- 8.122I. Un depósito térmicamente aislado de 3 ft³ de volumen contiene inicialmente aire a 300 psia y 140 °F. Se conecta mediante una válvula a un segundo depósito térmicamente aislado e inicialmente vacío. Se abre la válvula hasta que la presión en el depósito baja hasta 200 psia y, al mismo tiempo, la presión en el segundo depósito alcanza 100 psia. Calcúlense (a) la cantidad de lbmol de gas que sale del primer depósito, (b) la temperatura final en el segundo depósito, en °R, (c) el volumen del segundo depósito, en pies cúbicos, y (d) la producción de entropía en el proceso global, en Btu/°R. Los valores medios de c_v y c_p pueden tomarse como 0,173 y 0,242 Btu/lb_m · °R.

en la potencia suministrada. El intervalo de temperaturas de salida va desde 150 °C hasta 350 °C.

- 10.163I. En una tobera adiabática se expansiona una mezcla equimolar de He y CO desde un estado inicial de 260 °F y 100 ft/s. Mediante un estudio por ordenador, estúdiese la influencia de la temperatura de salida sobre la velocidad a la salida. El intervalo de temperaturas va desde 170 hasta 220 °F.
- 10.164. En una turbina adiabática y sin fricción entra una mezcla de gases constituida por N₂, CO₂ y H₂O en proporción 4:1:1 en moles. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de la relación de presiones sobre la potencia de salida en kW. El flujo másico de la mezcla es de 2 kg/s y el intervalo de relaciones de presiones a considerar comprende desde 2:1 hasta 7:1.
- 10.165. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime adiabáticamente y sin fricción, desde 1 bar y 300 K hasta una presión final P_2 , una mezcla de gases constituida por H₂O, CO y N₂ en proporción 1:2:5 en moles. Mediante un estudio por ordenador, analícese la influencia de la presión final sobre la temperatura final, en kelvin, y el trabajo suministrado, en kJ/kg, de la mezcla. El intervalo de presiones finales a tener en cuenta va desde 2 hasta 7 bar.
- 10.166. Una mezcla de aire atmosférico a 10 °C y 40 por 100 de humedad relativa, primero se calienta hasta T_2 , y después se la hace pasar por un enfriador por evaporación, hasta que la temperatura de bulbo seco alcanza los 20 °C. El flujo volumétrico en el estado inicial es de 40 m³/min. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese el efecto de la temperatura T_2 sobre el flujo de calor comunicado, en kJ/min, y la humedad relativa final. El intervalo de T_2 comprende desde 24 hasta 40 °C.
- 10.167I. Se necesita mantener a 74 °F y 40 por 100 de humedad relativa un edificio en el desierto, donde la presión es de 14,7 psia. En lugar de un acondicionador de aire por compresión de vapor convencional, se propone refrigerar el edificio mediante un enfriador por evaporación y un sistema de deshidratación. El proceso en su conjunto se ilustra en la Figura P10.167. La legislación sobre medio ambiente exige la utilización de ventilación exterior para controlar la contaminación del aire del interior. La ganancia de calor sensible a través de las paredes del edificio, en Btu/h, puede determinarse a partir de la relación empírica

$$\text{Ganancia de calor sensible} = -111.000 + 1.500T_F$$

Donde T_F es la temperatura del exterior en grados Fahrenheit. La información adicional incluye:

1. El vapor de agua se difunde a través de las paredes a 6,0 lb_m/h.
2. El aire que regresa al espacio habitable en el estado 4 debe estar a 64 °F.
3. El aire que sale del enfriador por evaporación siempre está saturado.
4. La influencia del ventilador sobre el análisis energético es despreciable.
5. El proceso de extracción del agua por parte del agente deshidratante es isoterma.
6. La humedad relativa del aire atmosférico es siempre del 20 por 100.

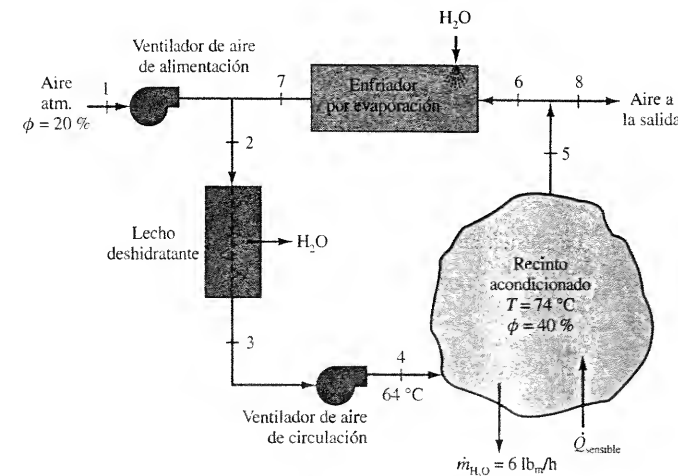


Figura P10.167.

7. La relación entre la temperatura de bulbo seco, en grados Fahrenheit, y la entalpía en Btu/lb_m aire seco, tomada del diagrama psicrométrico para el 100 por 100 de humedad relativa, es igual a

$$T_F = 2,1365 + 3,0525h - 0,038213h^2 + 0,21044 \times 10^{-3}h^3$$

8. La presión de vapor del agua en psia, en función de la temperatura en grados Rankine, en las condiciones del recinto viene dada por

$$\ln P_{\text{sat}} = 14,9716 - \frac{7.490,8}{T_R - 61,05}$$

Para valores de la temperatura del aire exterior entre 80 y 105 °F, en incrementos de 5 °F, determínese en la etapa de diseño:

- (a) El flujo másico de aire seco que atraviesa el recinto acondicionado, en lb_m/h.
 - (b) El flujo másico necesario de aire de ventilación, en lb_m/h de aire seco.
 - (c) La cantidad de agua añadida en el enfriador por evaporación, en lb_m/h.
 - (d) La cantidad de agua extraída por el agente deshidratante, en lb_m/h.
 - (e) El flujo volumétrico de aire de ventilación, en ft³/min.
- Se deben incluir entre los comentarios cualesquiera características positivas o negativas del diseño.

- 10.168I. Se quiere diseñar una alcachofa de ducha de 2,5 gpm para ajustarse a una nueva normativa energética. Esta alcachofa de ducha debe abordar también el problema común de la disminución de temperatura que experimenta el agua desde que sale de la alcachofa hasta que llega a los pies de la persona que se está duchando, así como el molesto problema de la existencia de condensación sobre el espejo del cuarto de baño. Por tanto, el problema del diseño es doble: (1) satisfacer los requerimientos de tipo energético y hacer mínima la caída de tempera-

tura del agua, y (2) determinar el tamaño del extractor que debe colocarse en la zona de la ducha, expresado en CFM de la corriente de aire frente al volumen del cuarto de baño en metros cúbicos. Las condiciones de tipo físico incluyen:

- 1. La temperatura del cuarto de baño durante la ducha es 80 °F.
- 2. La temperatura del aire de aporte es 70 °F.
- 3. La humedad relativa del aire de aporte es del 40 por 100.
- 4. La temperatura de la superficie del espejo es 65 °F.
- 5. La temperatura del agua en la alcachofa (máxima) es 95 °F.
- 6. La presión del vapor en la alcachofa (máxima) es 60 psig.

Se dispone de las siguientes ecuaciones empíricas:

- (A) La relación existente para el flujo másico de agua \dot{m} que atraviesa uno de los orificios de la alcachofa es $\dot{m} = KA(2\rho \Delta P)^{1/2}$, donde K para esta alcachofa es 0,3, A representa el área del orificio, ρ es la densidad del agua y ΔP simboliza la caída de presión en la alcachofa.
- (B) El flujo másico del agua \dot{m}_e que se evapora en el cuarto por cada pequeño orificio es $\dot{m}_e = CDL(T_s - T_r)^{0.8}$, siendo D el diámetro en pulgadas del orificio, L la longitud del chorro de agua en pulgadas, T_s la temperatura en la alcachofa en °F, T_r la temperatura del cuarto de baño en °F y C una constante empírica igual a 0,15 $\text{lb}_m/(\text{h} \cdot \text{in}^2 \cdot ^\circ\text{F}^{0.8})$.

10.169I. Se necesita dimensionar un serpentín de refrigeración y deshumidificación para cumplir los requisitos necesarios de acondicionamiento del aire de un pequeño edificio, según se ilustra en la Figura P10.169. Se mezclan 2.000 lb_m/h de aire fresco del exterior a 90 °F y 60 por 100 de humedad relativa, con aire de retorno del espacio acondicionado. Se elige un valor de diseño de 55 °F para la temperatura del aire que se suministra al edificio. Un estudio detallado de las transferencias de calor y masa permite estimar una ganancia de calor sensible de 36.000 Btu/h y un aumento de humedad total de 15 lb_m/h de agua evaporada a la temperatura del ambiente. Estímense el flujo másico de aire en el serpentín de refrigeración y el flujo de calor necesarios para mantener unas condiciones de diseño de 70 °F y 50 por 100 de humedad relativa en el recinto acondicionado del edificio.

Para suministrar agua fría al serpentín de refrigeración se utiliza energía eléctrica. Una opción para reducir costes de operación en climas secos implica el uso de un enfriador por evaporación para enfriar el aire de ventilación del exterior antes de mezclarlo con el aire de retorno. Evalúese la variación del flujo de calor en el serpentín de

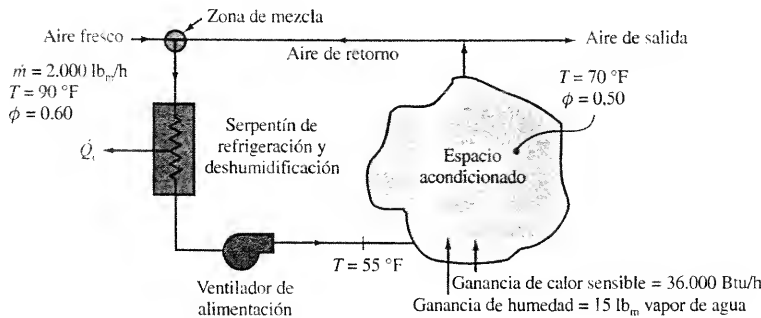


Figura P10.169.

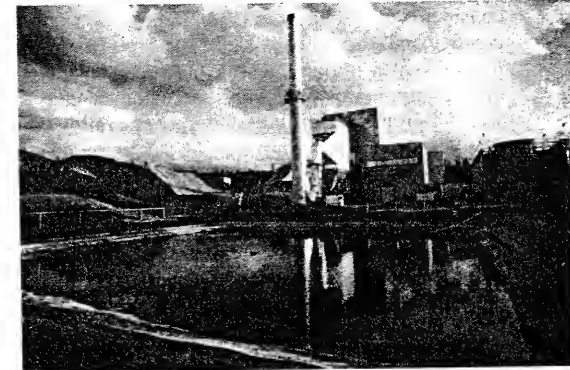
refrigeración al utilizar un enfriador por evaporación, suponiendo que se dispone de un suministro de agua a 70 °F para este enfriador. Despréciese la energía suministrada al ventilador.

10.170. Un horno que quema gas natural debe producir un máximo de 100.000 kJ/h para calefacción de uso residencial. El horno consta de un quemador, donde se quema una mezcla de gas natural y aire, y un cambiador de calor donde los productos de la combustión transfieren energía al aire que circula por la vivienda. Del horno sale una mezcla de CO_2 , H_2O , O_2 y N_2 en una proporción 1 : (2 + 30 ω) : 2 : 15 en volumen, a 1.530 K y 1 atm, siendo ω la humedad específica. Estos gases calientes entran directamente al cambiador de calor. El aire procedente de la vivienda, que también atraviesa el cambiador de calor, debe salir a 35 °C y 1 atm.

Apórtense los detalles necesarios para el diseño de este horno. En particular, se debe indicar (1) la diferencia de temperatura entre el aire a la salida y la corriente de salida de los productos de la combustión, (2) cómo se optimizaría el rendimiento de la transferencia de calor desde la corriente de los productos de la combustión hacia la corriente de aire de la vivienda, (3) qué material adicional o qué subsistemas habrá que añadir para conseguir el punto 2, (4) cómo influyen las condiciones atmosféricas, razonando sobre la humedad específica ω , en el diseño propuesto y su funcionamiento, y (5) qué fracción, en tanto por ciento, de la energía disponible de los productos de la combustión se transfiere al aire de la vivienda.

10.171. Se necesita acoplar una torre de refrigeración con una planta de potencia que utiliza un condensador que convierte el vapor que sale de la turbina a 10 kPa y una calidad del 73,5 por 100, en agua líquida saturada. El vapor de agua se condensa utilizando como fluido de trabajo una corriente de agua fría proveniente de la torre de refrigeración. La planta de potencia se ha diseñado para producir 10 MW de potencia eléctrica y cede 24,4 MW de calor en el condensador. Para devolver al condensador el agua fría procedente de la torre de refrigeración se emplea una bomba de circulación, y para suministrar el agua de aporte al ciclo de la torre de refrigeración se utiliza una bomba de alimentación. Propónganse los tamaños para ambas bombas y la capacidad en kW del ventilador de aspiración colocado en la parte superior de la torre.

EXERGÍA (DISPONIBILIDAD) E IRREVERSIBILIDAD



Planta de potencia de biomasa en Whitefield, NH quema astillas de madera para generar vapor de agua que acciona una turbina produciendo electricidad.

Enseña la experiencia que la energía tiene tanto *cantidad* como *calidad*. En este capítulo se utilizan los importantes conceptos de exergía y de irreversibilidad para explicar con más detalle qué significa la calidad de la energía. Ambos conceptos se formulan a partir de las restricciones de las leyes primera y segunda sobre los procesos termodinámicos. La exergía (o disponibilidad) es una propiedad termodinámica que cuantifica *la calidad de la energía*, pero a diferencia de ésta no se conserva. La irreversibilidad, al igual que la producción de entropía, es una medida de las pérdidas termodinámicas en un sistema y ayuda a situar y cuantificar el despilfarro de energía en los procesos de la Ingeniería.

9.1. INTRODUCCIÓN

Uno de los mayores éxitos del diseño en la Ingeniería es la optimación de los procesos dentro de restricciones dadas. En el campo de la energía esto implica el uso óptimo de la energía durante una transferencia o transformación. Como en otras áreas de la Ingeniería, se necesitan medios para medir el comportamiento óptimo. En el Capítulo 8 se hizo introduciendo el concepto de rendimiento de los equipos, tales como el de turbinas, compresores y toberas. Para dispositivos que funcionan de forma esencialmente adiabática, el «mejor comportamiento» se considera que es el proceso isentrópico. Los rendimientos de equipos basados en condiciones isentrópicas se llaman, con frecuencia, *rendimientos de la primera ley*, y son muy importantes a la hora de comparar comportamientos. Sin embargo, estos rendimientos tienen un serio inconveniente. El estado final del proceso real y el del proceso ideal con el que compararlo son diferentes. Una aproximación más adecuada sería comparar el proceso real y un proceso óptimo entre los mismos estados extremos. Tal comparación conduce al concepto de *rendimientos de la segunda ley*.

La optimación del uso de la energía se basa en el concepto de que la energía tiene tanto cantidad como calidad. Históricamente, la calidad de una cantidad dada de energía es la medida de su capacidad para producir trabajo útil. Si esta capacidad para realizar trabajo útil se reduce durante un proceso, entonces se dice que la energía se ha degradado. Muestra la experiencia que esto siempre ocurre durante los procesos irreversibles. Por tanto, la segunda ley de la Termodinámica es una ley que trata de la degradación de la energía. Siempre que en un proceso real la energía se transforma o se transfiere, se reduce su capacidad de producir trabajo útil. Este capítulo se dedica a establecer los criterios para optimar los procesos energéticos y para medir la degradación de la energía que tiene lugar durante los procesos reales.

9.2. TRABAJO Y PRODUCCIÓN DE ENTROPÍA

El trabajo, o potencia, comunicado a un sistema se calcula normalmente a partir del balance energético, y la producción de entropía se calcula del balance de entropía. Como se demostró en los Capítulos 6, 7 y 8, la producción de entropía en el interior de un sistema está directamente relacionada con la degradación del comportamiento del sistema. Cuanto mayor sea la producción de entropía, más se desviará ese comportamiento del sistema del comportamiento ideal. Para demostrar de forma clara el impacto de la producción de entropía en el trabajo transferido es útil desarrollar una ecuación que relacione directamente estos dos conceptos. Dado que un sistema cerrado puede tratarse como un caso especial (con $\dot{m} = 0$) de un sistema abierto (volumen de control), se comenzará el estudio con un sistema abierto.

Una expresión general para el trabajo reversible de un sistema cerrado, o de un sistema abierto, se obtiene combinando las ecuaciones en régimen no estacionario de la conservación de la energía y del balance de entropía. La Figura 9.1 muestra un volumen de control que intercambia flujos de calor \dot{Q}_j a la temperatura de la superficie T_j a lo largo de la superficie de control. De acuerdo con la Ecuación [7.26], el balance de entropía para el volumen de control es:

$$\frac{dS_{VC}}{dt} = \sum_{ent} s_e \dot{m}_e - \sum_{sal} s_s \dot{m}_s + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{VC} \quad [9.1]$$

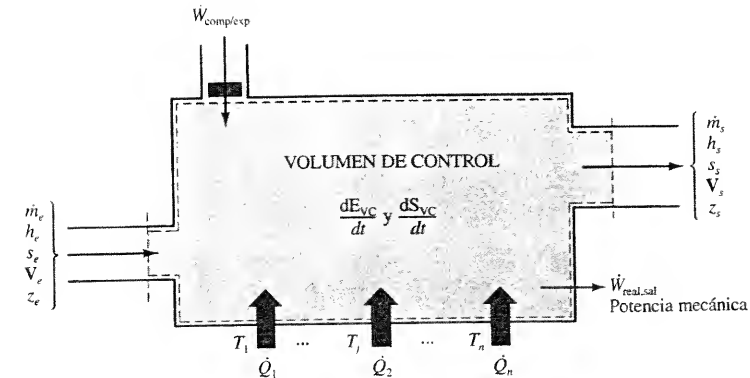


Figura 9.1. Volumen de control que intercambia flujos de calor \dot{Q}_j a la temperatura de la superficie T_j a lo largo de una superficie de control.

donde \dot{Q}_j/T_j es el flujo de entropía debido a la transferencia de calor. El balance general de energía apropiado es, de acuerdo con la Ecuación [5.15]:

$$\frac{dE_{VC}}{dt} = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_{ent} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e \dot{m}_e - \sum_{sal} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s \dot{m}_s \quad [9.2]$$

donde \dot{W} representa todas las posibles formas de potencia transferida, incluyendo la de compresión o expansión.

Sin embargo, es importante determinar la potencia neta útil \dot{W}_u asociada al proceso. El *trabajo útil comunicado* se define como *el trabajo total comunicado menos el trabajo realizado por la atmósfera*. Si se designa la presión atmosférica o ambiente por P_0 , que se considera constante, entonces el trabajo realizado por la atmósfera sobre el sistema es $-P_0 dV$, y:

$$\delta W_u = \delta W - (-P_0 dV) \quad [9.3]$$

Para un cambio finito de estado:

$$W_u = W + P_0 \Delta V \quad \text{o} \quad \dot{W}_u = \dot{W} + P_0 \frac{dV_{VC}}{dt} \quad [9.4]$$

Esto lleva a la siguiente relación necesaria para el balance de energía:

$$\dot{W} = \dot{W}_u - P_0 \frac{dV_{VC}}{dt} \quad [9.5]$$

El segundo término del segundo miembro de la expresión anterior es el trabajo realizado por la atmósfera.

El siguiente paso es sustituir, en primer lugar, la Ecuación [9.5] en la ecuación del balance energético (Ec. [9.2]). Después el balance de entropía (Ec. [9.1]) se multiplica por la temperatura del ambiente T_0 . Este último paso conduce a:

$$\frac{T_0 dS_{VC}}{dt} = T_0 \sum_{ent} s_e \dot{m}_e - T_0 \sum_{sal} s_s \dot{m}_s + T_0 \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + T_0 \dot{\sigma}_{VC}$$

y hace al balance de entropía dimensionalmente consistente con la ecuación de la energía. Después, la nueva forma del anterior balance de entropía se resta de

la nueva forma del balance de energía, y se reordena. El resultado final para la potencia neta útil \dot{W}_u es:

$$\dot{W}_u = \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{\text{VC}}}{dt} + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} \quad [9.6]$$

La Ecuación [9.6] es la relación deseada que relaciona directamente la potencia neta útil comunicada a un sistema con la velocidad de producción de entropía en el sistema. Esta expresión general es función de los efectos de la transferencia de masa, de los efectos de la transferencia de calor, de las variaciones en el interior del volumen de control y de las irreversibilidades. Esta ecuación es la que se quiere convertir a una forma en la que cada término se exprese en función de la función *exergía*.

La aplicación de la Ecuación [9.6] a un proceso internamente reversible, para el que la producción de entropía es cero, lleva a una expresión general de la *potencia útil reversible* $\dot{W}_{\text{rev},u}$. Cuando $\dot{\sigma}_{\text{VC}} = 0$, la Ecuación [9.6] se reduce a:

$$\dot{W}_{\text{rev},u} = \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{\text{VC}}}{dt} \quad [9.7]$$

Esta ecuación se utilizará en los siguientes apartados para desarrollar distintas formas de la función *exergía*.

Como se estudió en el Apartado 7.5.1, puede haber dificultad al evaluar numéricamente el término de la suma $\sum \dot{Q}_j/T_j$ en el balance de entropía, ya que los valores de \dot{Q}_j y T_j no son conocidos en cada punto de la frontera. La misma dificultad existe con el término $\sum \dot{Q}_j[1 - (T_0/T_j)]$ en las Ecuaciones [9.6] y [9.7]. Para salvar este problema, puede ser razonablemente preciso sustituir T_j por una temperatura *constante* o *uniforme* T_i en la frontera donde tiene lugar la transferencia de calor. En este caso la Ecuación [9.6] puede escribirse como:

$$\dot{W}_u = \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{\text{VC}}}{dt} + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} \quad [9.8]$$

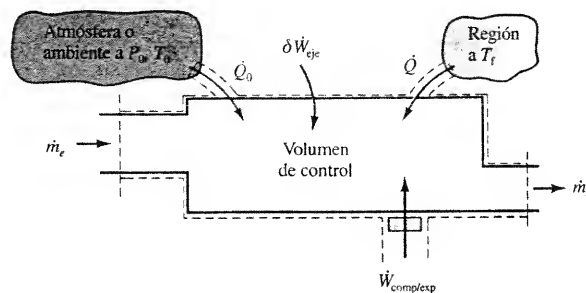


Figura 9.2. Esquema para el desarrollo de la potencia útil reversible asociada con un volumen de control que intercambia calor sólo con el ambiente y/o con otras fuentes térmicas.

En la Figura 9.2 se muestra esta situación con una región a temperatura T_i y otra región consistente en la atmósfera a temperatura T_0 . El caso en el que el ambiente actúa como la *única* fuente o sumidero de calor es de la máxima importancia en el desarrollo del concepto de *exergía*.

9.3. EXERGÍA

Con frecuencia las ecuaciones del trabajo real reversible se formulan en función de las *funciones exergía* para sistemas cerrados y abiertos. Con este fin es necesario, en primer lugar, determinar el potencial de trabajo de un sistema en un estado determinado como si evolucionase hasta un estado de equilibrio intercambiando calor sólo con el ambiente.

9.3.1. EL ESTADO MUERTO

Una vez que el sistema y el ambiente se hallan en equilibrio, no puede tener lugar ningún cambio más del estado del sistema de forma espontánea, y por tanto no se realiza más trabajo. Por consiguiente, el proceso descrito anteriormente conduce al *trabajo reversible máximo* o *potencial de trabajo* asociado al estado del sistema. Cuando un sistema y el medio ambiente están en equilibrio mutuo, el sistema se dice que está en su *estado muerto*. Más específicamente, un sistema en el estado muerto está en equilibrio térmico y mecánico con su ambiente a T_0 y P_0 . Los valores numéricos de (T_0, P_0) recomendados para el estado muerto son los correspondientes a la *atmósfera estándar*, es decir, 298,15 K y 1,01325 bar (1 atm).

Exigencias adicionales para el estado muerto son que la velocidad de un sistema cerrado o de una corriente fluida sea cero y que la energía potencial gravitatoria sea también cero. Este último requerimiento se verifica totalmente tomando una altura arbitraria sobre la tierra, como el nivel del mar o el nivel del suelo, como cero. Estas restricciones de la temperatura, presión, velocidad y altura caracterizan el *estado muerto restringido* asociado con el equilibrio termomecánico con la atmósfera. Es restringido en tanto que no se considera, por ejemplo, el equilibrio químico con el ambiente. Es decir, no se permite que la masa de control pase al ambiente o reaccione con éste. El potencial de trabajo de un sistema relativo a su estado muerto, que intercambia calor sólo con el ambiente, se llama *exergía* termomecánica de ese estado.

Los métodos para evaluar la exergía y la transferencia de exergía en sistemas cerrados y sistema abiertos en régimen estacionario, así como en los procesos de transferencia de calor, se presentan en algunos de los apartados siguientes. La transferencia de exergía asociada con la interacción trabajo es obvia. Las interacciones trabajo son, por definición, reversibles en el punto de la frontera en que tienen lugar. Por consiguiente, la transferencia de exergía asociada a la interacción trabajo (excluyendo el trabajo contra el ambiente) *tiene el mismo valor* que el propio trabajo útil.

9.3.2. EXERGÍA DE UN SISTEMA CERRADO

En la Figura 9.3 se muestra la situación general para un sistema cerrado. El calor transferido δQ_j cruza la frontera del sistema a temperatura T_j . Al no haber co-

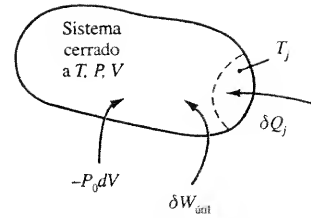


Figura 9.3. Sistema cerrado que intercambia calor δQ_j a la temperatura de la superficie T_j y trabajo.

rientes asociadas con el sistema cerrado [masa de control (mc)], la Ecuación [9.7] para el trabajo neto útil desarrollada en el Apartado 9.2.2 se reduce a:

$$\dot{W}_u = \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{mc}}{dt} + \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) + T_0 \dot{\sigma}_{mc} \quad [9.9]$$

Nótese que E puede ser reemplazada por U en un sistema *en reposo* y que el símbolo vc ha sido sustituido por mc .

Para un cambio de estado elemental:

$$\delta W_u = d(E + P_0 V - T_0 S) - \sum_{j=1}^n \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \delta Q_j + T_0 \delta \sigma_{mc} \quad [9.10]$$

Integrando esta expresión entre los estados 1 y 2 de un sistema cerrado se obtiene:

$$\begin{aligned} W_u &= \Delta E + P_0 \Delta V - T_0 \Delta S - \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta Q + T_0 \sigma_{mc} \\ &= E_2 - E_1 + P_0(V_2 - V_1) - T_0(S_2 - S_1) - \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta Q + T_0 \sigma \end{aligned} \quad [9.11]$$

donde T_f ha sido reemplazado por T_f , temperatura uniforme de la frontera donde tiene lugar la transferencia de calor. Ésta es la única restricción en el desarrollo de la expresión anterior. Tomando como base la unidad de masa, se puede escribir:

$$\begin{aligned} w_u &= \Delta e + P_0 \Delta v - T_0 \Delta s - \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta q + T_0 \sigma_m \\ &= e_2 - e_1 + P_0(v_2 - v_1) - T_0(s_2 - s_1) - \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta q + T_0 \sigma_m \end{aligned} \quad [9.12]$$

Las dos últimas ecuaciones permiten evaluar el *trabajo reversible útil* poniendo $\sigma = 0$. Con esta condición, las ecuaciones predicen el trabajo reversible máximo obtenido o el trabajo reversible mínimo suministrado asociado con un cambio de estado determinado.

Una aplicación de las Ecuaciones [9.11] y [9.12] de interés fundamental es el determinar el trabajo reversible útil transferido cuando un sistema *intercambia calor sólo* con el ambiente a T_0 . Esta situación se muestra en la Figura 9.4, donde la frontera está dibujada alrededor del sistema cerrado y de la región de transferencia del calor. Adviértase que la temperatura de frontera T_f donde tiene lugar la

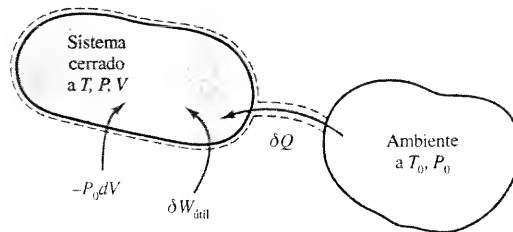


Figura 9.4. Esquema para el desarrollo del trabajo reversible asociado a un sistema cerrado que intercambia calor sólo con el ambiente.

transferencia de calor es ahora constante y uniforme y tiene el valor T_0 . Por consiguiente, el término de la integral en las Ecuaciones [9.11] y [9.12] es cero. Si el proceso global es reversible, de modo que también σ es cero, entonces la Ecuación [9.11] se reduce a:

$$W_{rev,u} = E_2 - E_1 + P_0(V_2 - V_1) - T_0(S_2 - S_1) \quad [9.13]$$

Esta expresión lleva a una relación de la exergía de un sistema cerrado.

De acuerdo con el análisis general del Apartado 9.2.3, se tiene la siguiente definición:

La *exergía* (o disponibilidad) de un sistema cerrado en un estado determinado se define como el trabajo útil máximo que puede obtenerse a partir de una combinación sistema-ambiente cuando el sistema pasa desde un estado de equilibrio dado hasta el *estado muerto* mediante un proceso en el que la transferencia de calor tiene lugar sólo con el ambiente.

Para un sistema cerrado que pasa desde un estado determinado al estado muerto en un proceso en el que existe transferencia de calor sólo con el ambiente, el trabajo reversible útil se obtiene directamente de la Ecuación [9.13]. El resultado es:

$$W_{rev,u} = U_0 - E + P_0(V_0 - V) - T_0(S_0 - S) \quad [9.14]$$

donde U_0 , V_0 y S_0 son las propiedades del sistema cerrado en el estado muerto. De acuerdo con el convenio estándar de signos, $W_u = W_{u,ent} = -W_{u,sal}$. Por tanto, el *trabajo reversible útil obtenido* viene dado por el opuesto de la Ecuación [9.14], esto es:

$$W_{rev,u,sal} = E - U_0 + P_0(V - V_0) - T_0(S - S_0) \quad [9.15]$$

donde «reversible salida» implica «máximo obtenido». Adviértase que este resultado es válido exclusivamente para el estado muerto restringido. Esta ecuación mide también la exergía de un sistema cerrado. La exergía de un sistema cerrado se señala con el símbolo Φ y se calcula a partir de la relación:

$$\begin{aligned} \Phi &= E - U_0 + P_0(V - V_0) - T_0(S - S_0) \\ &= (E + P_0 V - T_0 S) - (U_0 + P_0 V_0 - T_0 S_0) \end{aligned} \quad [9.16]$$

donde $E = U + E_c + E_p$ es la energía total del sistema cerrado. La exergía específica ϕ puede escribirse como:

$$\phi = \frac{\Phi}{m} = e - u_0 + P_0(v - v_0) - T_0(s - s_0) \quad [9.17]$$

Las dimensiones y unidades de la exergía y de la exergía específica son las mismas que las de la energía y la energía específica, respectivamente. Aplicando la Ecuación [9.16] a los estados inicial 1 y final 2 de un proceso de un sistema cerrado, se obtiene que:

$$\Delta \Phi = \Delta U + P_0 \Delta V - T_0 \Delta S = m(\Delta u + P_0 \Delta v - T_0 \Delta s) \quad [9.18]$$

La Ecuación [9.18] se utilizará en el desarrollo del balance de exergía.

Aunque se habla de la exergía de un sistema en un estado determinado, adviértase que la exergía es función tanto del estado del sistema como del ambiente local. Como sus valores dependen de T_0 y P_0 , así como de las propiedades del sistema, la exergía es realmente una propiedad de la combinación sistema-ambiente. Sin embargo, una vez que el ambiente toma las condiciones de aire estándar, la exergía se trata normalmente como una propiedad sólo del sistema. También se observa que la exergía específica en el estado muerto es nula, esto es, $\phi_{\text{estado muerto}} = 0$. Esto es consistente con la definición de estado muerto. Finalmente, debido a la forma en que se ha definido ϕ , se obtiene que $\phi \geq 0$ en todos los estados de equilibrio posibles. Este resultado significa que *cualquier sistema cerrado en un estado de equilibrio, que no sea el estado muerto, tiene capacidad para realizar trabajo útil sobre su entorno*.

Aunque el concepto de exergía o disponibilidad se ha introducido en función de la evaluación del trabajo máximo obtenido, es útil en el análisis de cualquier proceso general. Incluso en procesos en los que no está presente trabajo alguno durante el cambio real de estado, el valor de $\Delta\phi$ sigue siendo aún una medida del cambio en la capacidad de trabajo útil del sistema cerrado. Por tanto, la función exergía tiene una importancia considerable en el análisis de todos los tipos de procesos de un sistema cerrado. En el siguiente ejemplo se ilustra el uso de las ecuaciones desarrolladas en este apartado.

EJEMPLO 9.1

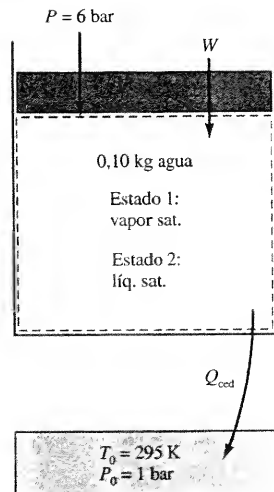


Figura 9.5. Esquema y datos del Ejemplo 9.1.

Un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción contiene 0,10 kg de vapor de agua saturado que se mantiene a 6 bar. Desde el fluido se transfiere calor a la atmósfera, que se encuentra a 295 K y 1,0 bar, hasta que el agua se convierte en líquido saturado. Determínese (a) el trabajo, (b) el trabajo útil real, (c) el calor transferido, y (d) el trabajo útil reversible, todos ellos en kJ.

Solución

Datos. Se transfiere calor desde el vapor de agua saturado que hay en el interior de un dispositivo cilindro-émbolo hacia la atmósfera, como se muestra en la Figura 9.5.

Incógnitas. (a) W , (b) W_u , (c) Q , y (d) $W_{u,\text{rev}}$ todos en kJ.

Modelo. Proceso a presión constante y sin fricción; sistema cerrado.

Análisis. El sistema se muestra en la Figura 9.5 por medio de una línea discontinua.

(a) Para obtener el trabajo real en un proceso sin fricción y a presión constante:

$$W = -\int_1^2 P dV = -P(V_2 - V_1) = -mP(v_2 - v_1)$$

De la Tabla A.13 se obtiene que $v_1 = v_g = 0,3157 \text{ m}^3/\text{kg}$. También $v_2 = v_f = 0,0011 \text{ m}^3/\text{kg}$. Por tanto:

$$\begin{aligned} W &= -0,10 \text{ kg} \times (6 \times 10^5) \frac{\text{N}}{\text{m}^2} \times (0,0011 - 0,3157) \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \\ &= 18.880 \text{ N} \cdot \text{m} = 18,88 \text{ kJ} \end{aligned}$$

(b) El trabajo útil suministrado al sistema es:

$$\begin{aligned} W_u &= W + P_0 \Delta v \\ &= 18.880 \text{ N} \cdot \text{m} + (1 \times 10^5) \text{ N/m}^2 \times (0,1) \text{ kg} \times (-0,3146) \text{ m}^3/\text{kg} \\ &= 18.880 - 3.150 = 15.730 \text{ N} \cdot \text{m} = 15,73 \text{ kJ} \end{aligned}$$

(c) El calor transferido se obtiene a partir del balance energético al sistema cerrado:

$$\begin{aligned} Q &= m(u_2 - u_1) - W = m(u_f - u_g) - W = \\ &= 0,10 \text{ kg} \times (699,90 - 2.567,4) \text{ kJ/kg} - 18,88 \text{ kJ} = -205,63 \text{ kJ} \end{aligned}$$

Por tanto, el calor lo cede el sistema. Este valor viene dado también por mh_{fg} en el proceso.

(d) Dado que no hay otra transferencia de calor que la que existe hacia el ambiente, el trabajo útil reversible se calcula de:

$$W_{\text{rev},u} = \Delta U + P_0 \Delta V - T_0 \Delta S$$

Los dos primeros términos del segundo miembro ya se han evaluado. Como $\Delta S = -ms_{fg}$,

$$\begin{aligned} W_{\text{rev},u} &= -186,75 \text{ kJ} - 3,15 \text{ kJ} - 295 \text{ K} \times 0,1 \text{ kg} \times (1,9312 - 6,7600) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \\ &= -47,45 \text{ kJ} \end{aligned}$$

El trabajo útil reversible es negativo, lo que indica que es posible obtener trabajo útil en un proceso reversible entre los mismos estados extremos, si se intercambia calor sólo con el ambiente.

Comentario. Debido a la transferencia irreversible del calor entre el agua y el ambiente, la capacidad de trabajo del sistema para suministrar trabajo útil se reduce en 63,2 kJ $\Rightarrow T_0 = 295 \text{ K}$ en el proceso global.

9.3.3. TRANSFERENCIA DE EXERGÍA ASOCIADA A LA TRANSFERENCIA DE CALOR

La transferencia de entropía asociada a la transferencia de calor Q , a través de la frontera a T_j viene representada por la magnitud Q_j/T_j . También hay una transferencia de *exergía* asociada a la transferencia de calor. Se ha obtenido ya en el Apartado 6.10.3 que el potencial de trabajo asociado al calor Q tomado de una región de temperatura constante T_F es:

$$W_{\text{pot}} = Q\eta_{\text{Carnot}} = Q\left(1 - \frac{T_0}{T_F}\right) \quad [6.73]$$

donde la temperatura del sumidero es la temperatura T_0 del ambiente y W_{pot} es un valor positivo. Pero el potencial de trabajo del calor relativo al estado muerto es la exergía. Por tanto:

$$\Phi_{Q,F} \equiv Q\left(1 - \frac{T_0}{T_F}\right) \quad [9.19]$$

donde $\Phi_{Q,F}$ es el símbolo para la transferencia de *exergía asociada al calor transferido* Q hacia o desde el sistema a temperatura uniforme T_F .

La ecuación de $\Phi_{Q,F}$ tiene, en un diagrama TS , la siguiente interpretación. En primer lugar, la Ecuación [9.19] puede reescribirse como:

$$\Phi_{Q,F} = Q - T_0\left(\frac{Q}{T_F}\right) = Q - T_0 \Delta S_F$$

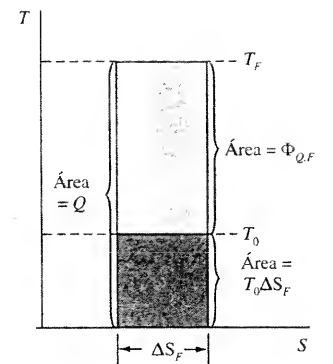


Figura 9.6. Gráfico TS que muestra las áreas que representan la transferencia de exergía asociada con la transferencia de calor desde un sistema cerrado a temperatura constante T_F .

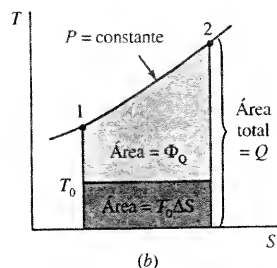
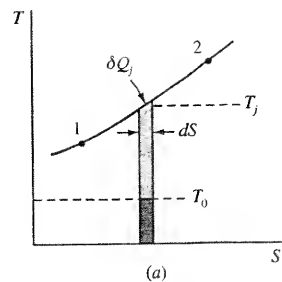


Figura 9.7. Diagrama TS que muestra las representaciones de las áreas de la transferencia de exergía asociada con la transferencia de calor desde un sistema cerrado a temperatura variable.

donde ΔS_f es la variación de entropía en el proceso internamente reversible de un sistema cerrado a temperatura constante T_f . Cada uno de los términos de $\Phi_{Q,F}$, Q y $T_0\Delta S_f$ están representados por las áreas rectangulares en la Figura 9.6. El calor transferido $Q = T_f\Delta S_f$ es el área total sombreada.

Considérese ahora una situación más general en la que la temperatura de un sistema cerrado varía durante el proceso, tal como se presenta en el diagrama TS de la Figura 9.7a, manteniendo constante la presión. En este caso se puede considerar una cantidad diferencial del calor δQ_j extraído del sistema a temperatura uniforme T_j . El trabajo reversible para esta cantidad de calor transferido se obtiene reescribiendo la Ecuación [6.73] anterior en forma diferencial, esto es:

$$\delta W_{\text{rev}} = \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \delta Q_j = \delta Q_j - \frac{T_0 \delta Q_j}{T_j}$$

Se puede integrar esta ecuación para un proceso finito entre los estados 1 y 2. El resultado general es:

$$\Phi_Q \equiv \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \delta Q_j \quad [9.20]$$

donde Φ_Q se define como la *transferencia de exergía asociada al calor transferido* Q hacia o desde un sistema cerrado a temperatura uniforme, pero variable, T_j . Para resaltar que la temperatura de la frontera donde tiene lugar esa transferencia de calor es uniforme, la temperatura de frontera se ha representado por T_f . En este caso la ecuación anterior se escribe en la forma:

$$\Phi_Q \equiv \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta Q \quad [9.21]$$

Para la transferencia de exergía ϕ_Q por unidad de masa, la Ecuación [9.20] se reescribe en la forma:

$$\phi_Q \equiv \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \delta q_j \quad [9.22]$$

Con respecto a las Ecuaciones [9.20] y [9.22] cabe resaltar un punto importante: Si la temperatura del sistema T_A es *mayor* que T_0 , entonces el sistema gana exergía cuando se transfiere calor al sistema, y viceversa. Sin embargo, si la temperatura del sistema T_A es *menor* que T_0 , entonces el sistema *pierde* exergía cuando el calor se transfiere hacia el sistema y la *gana* cuando se transfiere desde el sistema. Esto es, el flujo de energía y el flujo de exergía tienen sentidos *opuestos* en este caso, como se muestra en la Figura 9.8.

EJEMPLO 9.2

Un sistema cerrado que contiene aire a 15 psia y 80 °F se calienta a presión constante hasta que su temperatura alcanza los 400 °F. El calor transferido se suministra desde un sistema cerrado a una temperatura constante de 1.040 °F. La temperatura del ambiente es de 40 °F. Supóngase que el proceso a presión constante es internamente reversible. Determinése la transferencia de exergía asociada a la transferencia de calor (a) en la región de transferencia de calor, (b) fuera de la región de transferencia de calor, y (c) la pérdida de potencial de trabajo del proceso de transferencia de calor, dando todos los resultados en Btu/lb_m.

Solución

Datos. Se calienta aire a presión constante desde una fuente térmica, como se muestra en la Figura 9.9.

Incógnitas. (a) $\phi_{Q,F}$, (b) $\phi_{Q,\text{aire}}$, y (c) i_Q en Btu/lb_m.

Modelo. Sistema cerrado a presión constante; gas ideal.

Análisis. El calor transferido desde el sistema isotermo al aire se obtiene a partir del balance energético aplicado al proceso a presión constante. El sistema es el aire existente dentro de la línea a trazos de la Figura 9.9. Con el aire gas ideal y con la tabla A.51 de propiedades del aire se obtiene:

$$q = \Delta u - w = \Delta u + P\Delta v = h_2 - h_1 = (206,46 - 129,06) \text{ Btu/lb}_m = 77,40 \text{ Btu/lb}_m$$

(a) La exergía transferida a la región de transferencia de calor desde la región de temperatura constante viene dada por:

$$\phi_{Q,F} = \int \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta q_j = q_f \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right)$$

Como q_f representa el calor suministrado a la región de transferencia de calor, al sustituir los datos del problema se obtiene:

$$\phi_{Q,F} = 77,40 \text{ Btu/lb}_m \times \left(1 - \frac{500}{1.500}\right) = 51,6 \text{ Btu/lb}_m \text{ (entra)}$$

(b) La exergía del calor transferido *fuera* de la región de transferencia de calor es igual a la exergía del calor transferido al aire que realiza el proceso a presión constante. El aire recibe un calor de 77,40 Btu/lb_m. La exergía transferida al aire es:

$$\phi_Q = \int \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta q = q - T_0 \int \frac{\delta q}{T_f}$$

Para un sistema cerrado e internamente reversible se sabe que $ds_{\text{mc}} = \delta q/T$. Sustituyendo este resultado en la ecuación anterior, se puede evaluar ϕ_Q mediante:

$$\begin{aligned} \phi_{Q,\text{aire}} &= q - T_0 \int ds_{\text{mc}} = q - T_0 \Delta s_{\text{mc}} \\ &= 77,40 \text{ Btu/lb}_m - (500^\circ\text{R})(0,11245 \text{ Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}) = 21,2 \text{ Btu/lb}_m \end{aligned}$$

Por consiguiente, la exergía transferida desde la región de transferencia de calor es 21,2 Btu/lb_m. Este apartado ilustra la evaluación de ϕ_Q cuando la temperatura del sistema varía durante el proceso. El proceso de transferencia de calor se muestra con la segunda línea discontinua de la Figura 9.9 que representa la región de transferencia del calor.

(c) La pérdida del potencial de trabajo debido a la transferencia irreversible del calor viene dada por la diferencia entre la exergía transferida hacia y desde la región de transferencia del calor. Así:

$$w_{\text{pot,perd}} = \phi_{Q,\text{sum}} - \phi_{Q,\text{ced}} = 51,6 - 21,1 = 30,4 \text{ Btu/lb}_m = i_Q$$

Comentario. Debido a la diferencia finita de temperaturas tiene lugar una pérdida teórica de exergía de 30,4 Btu/lb_m. En la Figura 9.10 se muestra en un diagrama TS la variación relativa de exergía debida a la transferencia irreversible del calor. El área total debajo de las líneas superiores es igual a 77,4 Btu/lb_m.

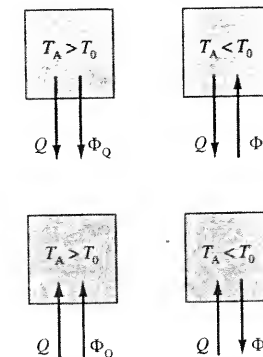


Figura 9.8. Esquemas que muestran el sentido del calor Q transferido y de la exergía transferida Φ_Q con relación a T_A y T_0 .

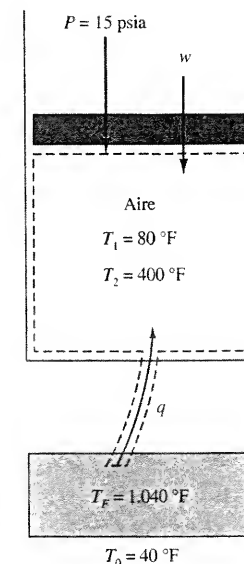


Figura 9.9. Esquema y datos del Ejemplo 9.2.

9.3.4. BALANCE DE EXERGÍA PARA UNA MASA DE CONTROL

En el Apartado 9.3.1 se ha desarrollado la Ecuación [9.9] para la potencia mecánica útil \dot{W}_u asociada a un sistema cerrado en el que el flujo de calor \dot{Q}_j atraviesa la superficie de control a una temperatura uniforme T_f . El resultado es:

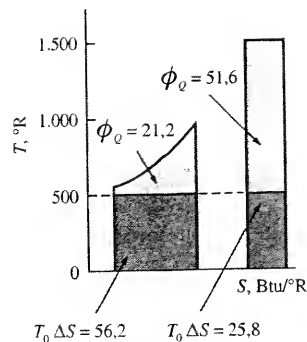


Figura 9.10. Gráfico Ts del proceso del Ejemplo 9.2.

$$\dot{W}_u = - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{mc}}{dt} + T_0 \dot{\sigma}_{mc}$$

En un sistema cerrado *en reposo* no varía la energía cinética ni la potencial, y E puede reemplazarse por U . En este caso, para un cambio finito de estado:

$$W_u = - \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) \delta Q + (\Delta U + P_0 \Delta V - T_0 \Delta S) + T_0 \sigma_{mc} \quad [9.23]$$

Pero el primer término del segundo miembro se ha definido como Φ_Q en la Ecuación [9.20], y el segundo término como $\Delta\Phi$ en la Ecuación [9.18]. Además, el término $T_0 \delta \sigma_{mc}$ se define como la *irreversibilidad* I_{mc} en el sistema cerrado. Como resultado, después de reordenar:

$$\Delta\Phi_{mc} = \Phi_Q + W_u - I_{mc} \quad [9.24]$$

donde I_{mc} mide la *destrucción de exergía* en el interior del sistema cerrado. En palabras, la ecuación anterior establece que:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Variación de} \\ \text{exergía de una} \\ \text{masa de control} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Exergía transferida} \\ \text{al sistema} \\ \text{con el calor} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Exergía transferida} \\ \text{al sistema} \\ \text{con el trabajo útil} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Destrución} \\ \text{de exergía} \\ \text{en el interior de MC} \end{array} \right)$$

Por tanto, las Ecuaciones [9.23] y [9.24] representan los *balances de exergía para una masa de control* que está sometida a interacciones de calor y trabajo.

Cualquier irreversibilidad siempre destruye exergía y puede evaluarse directamente a partir del balance de exergía reescribiendo la Ecuación [9.24] en la forma:

$$I_{mc} = W_u - (\Delta\Phi_{mc} - \Phi_Q) \quad [9.25]$$

Además, esta ecuación puede escribirse exclusivamente en función de las interacciones de trabajo. Para un proceso reversible, en el que $I_{mc} = 0$:

$$W_{rev,u} = (\Delta\Phi_{mc} - \Phi_Q)$$

Llevando este resultado a la Ecuación [9.25] se obtiene para I_{mc} :

$$I_{mc} = W_u - W_{rev,u} \quad [9.26]$$

Esta relación de I es equivalente a la Ecuación [9.24]. También es útil señalar una ecuación específica para la *irreversibilidad de un proceso de transferencia de calor* que se obtiene directamente de la Ecuación [9.24]. En la región de transferencia de calor, tanto $\Delta\Phi_{mc}$ como W_u son cero. Por tanto, para el calor transferido entre dos regiones de temperatura conocida, el balance de exergía se reduce a:

$$I_Q = \Phi_{Q,sum} - \Phi_{Q,ced} \quad [9.27]$$

Así pues, la transferencia de exergía asociada a la transferencia de calor en las fronteras de la región donde tiene lugar esta transferencia determina exclusivamente la irreversibilidad en el interior de esa región.

El principio del incremento de la entropía para un sistema aislado establece que:

$$\Delta S_{ais} = \sigma_{ais} \geq 0$$

De manera semejante, como Q y W son cada una de ellas cero para un sistema aislado, el balance de exergía dado por la Ecuación [9.24] se reduce a:

$$\Delta\Phi_{ais} = -I_{ais} \quad [9.28]$$

Como I_{ais} debe ser siempre positiva para un proceso real, *la variación de exergía para un sistema aislado debe ser siempre negativa*. Esto es:

$$\Delta\Phi_{ais} \leq 0 \quad [9.29]$$

Esta ecuación es lo contrario del principio del incremento de entropía para un sistema aislado.

Un recipiente de 20,0 ft³ está lleno de aire a 50 psia y 660 °F. El aire del recipiente cede calor a la atmósfera hasta que la temperatura del recipiente alcanza los 100 °F. La atmósfera circundante está a 60 °F y 14,7 psia. Determínese (a) la variación de la exergía del aire, y (b) la irreversibilidad del proceso incluyendo la región de transferencia del calor, ambas respuestas en Btu.

Solución

Datos. Aire encerrado en un recipiente que se enfría cediendo calor a la atmósfera, como se muestra en la Figura 9.11.

Incógnitas. (a) $\Delta\Phi_{aire}$, y (b) I , en Btu.

Modelo. Sistema cerrado, gas ideal y $V = \text{constante}$.

Análisis. (a) La variación de exergía para un sistema cerrado viene dada por:

$$\Delta\Phi = \Delta U + P_0 \Delta V - T_0 \Delta S = m(\Delta u + P_0 \Delta v - T_0 \Delta s)$$

Esta ecuación precisa información sobre m , u , v y s . Utilizando el modelo de gas ideal y los datos del estado inicial:

$$m = \frac{PV}{RT} = \frac{25 \text{ psia} (20,0 \text{ ft}^3) (28,97 \text{ lb}_m/\text{lbmol})}{10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R} (560 ^\circ\text{R})} = 2,41 \text{ lb}_m$$

y

$$v_1 = \frac{V}{m} = \frac{20 \text{ ft}^3}{2,41 \text{ lb}_m} = 8,30 \text{ ft}^3/\text{lb}_m$$

En el estado final $v_2 = v_1$, ya que el recipiente se ha supuesto rígido. También, $P_2 = P_1$ ($T_2/T_1 = 50 (560/1.120) = 25$ psia. Además, de la Tabla A.3, utilizando un valor medio de la capacidad térmica específica:

$$s_2 - s_1 = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} = \left(0,246 \ln \frac{560}{1,120} - \frac{1,986}{28,97} \ln \frac{25}{50} \right) \frac{\text{Btu}}{\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}} \\ = -0,1075 + 0,0475 = -0,1230 \text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$$

Finalmente, la variación de la energía interna para el aire del recipiente se obtiene de la relación de gas ideal:

$$\Delta u = c_{v,m} \Delta T = 0,177 \text{ Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R} (100 - 660) ^\circ\text{R} = -99,1 \text{ Btu}/\text{lb}_m$$

EJEMPLO 9.3

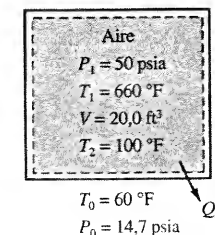


Figura 9.11. Esquema y datos del Ejemplo 9.3.

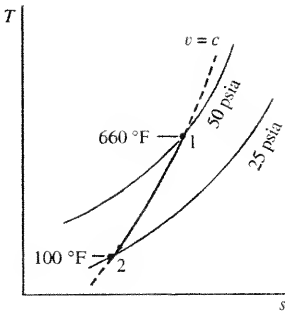


Figura 9.12. Camino del proceso del Ejemplo 9.3.

Sustituyendo los valores anteriores en la ecuación de la variación de exergía, se obtiene para la unidad de masa que:

$$\Delta\phi = \Delta u + P_0\Delta u - T_0\Delta s$$
$$= -99,1 \text{ Btu/lb}_m + 0 - 520^\circ\text{R} \times (-0,1230 \text{ Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}) = -35,14 \text{ Btu/lb}_m$$

La variación de la exergía de la masa total de aire es:

$$\Delta\Phi = m\Delta\phi = 2,41 \text{ lb}_m(-35,14) \text{ Btu/lb}_m = -84,7 \text{ Btu}$$

El signo negativo indica que el trabajo *máximo* útil obtenido será de 84,7 Btu. La trayectoria del proceso se muestra en un diagrama *Ts* en la Figura 9.12.

(b) La irreversibilidad del proceso puede obtenerse haciendo uso del balance de exergía:

$$\Delta\Phi_{mc} = \Phi_Q + W_u - I$$

Debido a que el recipiente es rígido, $W_u = 0$. Incluyendo la región de transferencia del calor dentro del sistema se sabe que $\Phi_Q = 0$, ya que la temperatura de la frontera es igual a la temperatura ambiente T_0 . Se obtiene por tanto para la irreversibilidad:

$$I = -\Delta\Phi = -(-84,7 \text{ Btu}) = 84,7 \text{ Btu}$$

La irreversibilidad puede obtenerse también a partir de $I = T_0\sigma_{mc}$, donde σ_{mc} es la producción de entropía del sistema ampliado.

Comentario. En este caso, la irreversibilidad puede interpretarse como una medida de la *pérdida* de la oportunidad de producir trabajo útil durante el proceso de transferencia de calor. Además, el valor de *I* sólo para el aire del recipiente (excluyendo la región de transferencia de calor) no puede calcularse con precisión debido a que en la evaluación del término $Q[1 - (T_0/T_i)]$ interviene un valor de T_i cuyo intervalo de variación es muy grande.

EJEMPLO 9.4

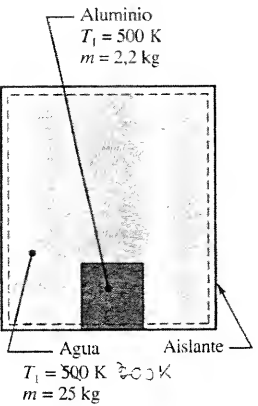


Figura 9.13. Esquema y datos del Ejemplo 9.4.

Un trozo de aluminio de 2,2 kg a 500 K se sumerge en un recipiente aislado que contiene 25 kg de agua a 300 K y 1 bar. Las dos masas alcanzan una temperatura de equilibrio mientras permanecen aisladas del exterior, que se encuentra a 300 K y 1 bar. Determinése (a) la temperatura final de equilibrio en kelvin, (b) la variación en la exergía de cada sustancia, y (c) la irreversibilidad del proceso, dando estas dos últimas respuestas en kJ.

Solución

Datos. Un trozo de aluminio y agua líquida se ponen en contacto térmico mientras permanecen aislados del exterior, como se ilustra en la Figura 9.13.

Incógnitas. (a) T_2 en K; (b) $\Delta\Phi$ para cada sustancia en kJ, y (c) *I* en kJ.

Modelo. Sustancias incompresibles; sistema cerrado adiabático.

Análisis. (a) La temperatura final de equilibrio se obtiene a partir de la ecuación básica de la energía $Q + W = \Delta U$. Para sustancias incompresibles, $W = 0$; para un sistema aislado térmicamente, $Q = 0$. Por tanto, para el sistema compuesto indicado mediante una línea discontinua en la Figura 9.13, $\Delta U = \Delta U_{Al} + \Delta U_{agua} = 0$. Como para una sustancia incompresible $\Delta u = c_m \Delta T$, el balance energético queda:

$$[mc_m(T_2 - T_1)]_{Al} + [mc_m(T_2 - T_1)]_{agua} = 0$$

Como la magnitud mc_m para el agua es mucho mayor que para el aluminio, la temperatura final será muy próxima a 300 K. Así, los datos de la Tabla A.4 indican que la capacidad térmica específica media para el aluminio es aproximadamente 0,950 kJ/kg · K, y para el agua es 4,18 kJ/kg · K. Por tanto, la ecuación de la energía anterior muestra que:

$$2,2 \text{ kg} \times \left(\frac{0,950 \text{ kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right) \times (T_2 - 500 \text{ K}) + 25 \text{ kg} \times \left(\frac{4,18 \text{ kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \right) \times (T_2 - 300 \text{ K}) = 0$$
$$T_2 = 303,9 \text{ K}$$

Así pues, la estimación de los valores medios de las capacidades térmicas a una temperatura final próxima a 300 K ha sido apropiada.

(b) La variación de la exergía de cada sustancia se obtiene de la relación:

$$\Delta\Phi = m(\Delta u + P_0\Delta v - T_0\Delta s)$$

Los valores de $m\Delta u$ a partir del análisis anterior son:

$$\Delta U_{Al} = 2,2(0,95)(303,9 - 500) = -409,8 \text{ kJ}$$

$$\Delta U_{agua} = 25(4,18)(303,9 - 300) = 407,6 \text{ kJ}$$

Estos valores de ΔU deberían ser iguales; la pequeña diferencia se debe a la falta de suficientes cifras significativas en el cálculo. El término $P_0\Delta v = 0$, ya que las dos sustancias son incompresibles. Finalmente, las variaciones de entropía se obtienen a partir de la Ecuación [7.25], $\Delta S = mc_m \ln (T_2/T_1)$. Utilizando los datos medios de *c* anteriores, se obtiene que:

$$\Delta S_{Al} = 2,2 \text{ kg} \times (0,950 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}) \times \ln \frac{303,9}{500} = -1,041 \text{ kJ/K}$$

$$\Delta S_{agua} = 25 \text{ kg} \times (4,18 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}) \times \ln \frac{303,9}{300} = 1,351 \text{ kJ/K}$$

Las variaciones de la exergía son entonces:

$$\Delta\Phi_{Al} = -409,8 \text{ kJ} + 0 - 300 \text{ K}(-1,041 \text{ kJ/K}) = -97,5 \text{ kJ}$$

$$\Delta\Phi_{agua} = 407,6 \text{ kJ} + 0 - 300 \text{ K}(1,351 \text{ kJ/K}) = 2,3 \text{ kJ}$$

Debido al moderado incremento de la temperatura del agua, su exergía aumenta ligeramente. La exergía del aluminio disminuye drásticamente, ya que se enfría unos 200 K. Resulta evidente a partir de la ecuación de $\Delta\Phi$, que en este *proceso particular*:

$$\Delta\Phi_{tot} = -T_0(\Delta S_{Al} + \Delta S_{agua})$$

donde cuatro términos de $\Delta\Phi_{tot}$ han desaparecido debido al modelo del proceso.

(c) La irreversibilidad del proceso se obtiene haciendo uso del balance de exergía:

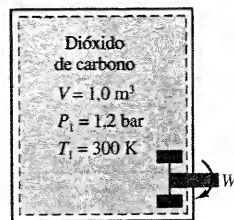
$$\Delta\Phi_{mc} = \Phi_Q + W_u - I$$

El valor de Φ_Q es cero, ya que el sistema es adiabático, y $W_u = 0$, ya que no se comunica trabajo. Por tanto:

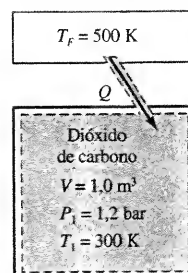
$$I = -(\Delta\Phi_{Al} + \Delta\Phi_{agua}) = -(-97,5 + 2,3) \text{ kJ} = 95,2 \text{ kJ}$$

Comentario. Aunque durante el proceso la energía se conserva, la exergía del proceso global disminuye, debido a la naturaleza irreversible del proceso (transferencia de calor entre bloques con una diferencia finita de temperaturas).

EJEMPLO 9.5



(a)



(b)

Figura 9.14. Esquema y datos del Ejemplo 9.5.

Un recipiente de 1,0 m³ contiene dióxido de carbono inicialmente a 1,2 bar y 300 K. La temperatura aumenta hasta 400 K mediante dos procesos diferentes: (a) agitando con una rueda de paletas, y (b) transfiriendo calor desde una fuente térmica a 500 K. Las condiciones del ambiente son 1,0 bar y 300 K. Determinése qué método es mejor, desde el punto de vista exclusivo de la irreversibilidad.

Solución

Datos. El dióxido de carbono contenido en un recipiente experimenta un cambio de estado mediante (a) trabajo, y (b) transferencia de calor, como se muestra en la Figura 9.14.

Incógnitas. El mejor método, basándose en los valores de I .

Modelo. Sistema cerrado y rígido; gas ideal.

Análisis. Desde un punto de vista termodinámico, el método mejor es el de menor irreversibilidad.

(a) Cuando se utiliza la rueda de paletas, como se muestra en la Figura 9.14a, el trabajo se obtiene a partir del principio de conservación de la energía $Q + W = \Delta U$. Como $Q = 0$, $W_{rp} = N(\bar{u}_2 - \bar{u}_1)$. Suponiendo que el gas es ideal, el número de moles en el interior del sistema se obtiene mediante:

$$N = \frac{PV}{RT} = \frac{1,2 \text{ bar} \times 1,0 \text{ m}^3}{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K} \times 300 \text{ K}} = 0,0481 \text{ kmol}$$

Utilizando los datos de la Tabla A.9, el trabajo real de la rueda de paletas (w_p) es entonces:

$$W_{rp} = 0,0481 \text{ kmol} \times (10,046 - 6,939) \text{ kJ/kmol} = 149,1 \text{ kJ}$$

Éste es también el trabajo útil, ya que $P_0 \Delta V = 0$. La irreversibilidad se obtiene del balance de exergía:

$$\Delta \Phi_{mc} = \Phi_Q + W_u - I$$

Como el proceso es adiabático:

$$I = W_u - \Delta \Phi_{mc}$$

y $\Delta \Phi_{mc}$ está dada por:

$$\Delta \Phi_{mc} = N(\bar{\phi}_2 - \bar{\phi}_1) = N(\Delta \bar{u} + P_0 \Delta \bar{v} - T_0 \Delta \bar{s})$$

La variación de entropía de un gas ideal necesario para esta ecuación se obtiene de:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{s} &= \bar{s}_2^0 - \bar{s}_1^0 - R_u \ln \frac{P_2}{P_1} \\ &= \left(225,225 - 213,915 - 8,314 \ln \frac{400}{300} \right) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = 8,92 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

donde $P_2/P_1 = T_2/T_1$. Por tanto:

$$\begin{aligned} \Delta \Phi_{mc} &= \Delta U + P_0 \Delta V - NT_0 \Delta \bar{s} \\ &= 149,1 \text{ kJ} + 0 - 0,0481 \text{ kmol} \times 300 \text{ K} \times 8,92 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ &= 20,4 \text{ kJ} \end{aligned}$$

donde $\Delta V = 0$. Por consiguiente, la irreversibilidad del proceso es:

$$I = W_u - \Delta \Phi_{mc} = (149,1 - 20,4) \text{ kJ} = 128,7 \text{ kJ}$$

La irreversibilidad también podría haberse evaluado con:

$$I = T_0 \sigma = T_0 (m \Delta s_{\text{sis}}) = 300 \text{ K} \times 0,0481 \text{ kmol} \times 8,92 \text{ kJ/(kmol} \cdot \text{K}) = 128,7 \text{ kJ}$$

(b) Cuando el gas se calienta desde una fuente a temperatura constante a 500 K, el trabajo útil real es cero. Para el sistema ampliado mostrado en la Figura 9.14b, la irreversibilidad se obtiene utilizando el balance de exergía:

$$\Delta \Phi_{mc} = \Phi_Q + W_u - I$$

Se sabe que $W_u = 0$ y que:

$$I = \Phi_Q - \Delta \Phi_{mc} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_f} \right) - \Delta \Phi_{mc}$$

ya que T_f es constante. Del apartado a se conoce que $Q = \Delta U = 149,1 \text{ kJ}$ y de manera análoga $\Delta \Phi_{mc} = 20,4 \text{ kJ}$. Por tanto:

$$I = 149,1 \text{ kJ} \left(1 - \frac{300}{500} \right) - 20,4 \text{ kJ} = (59,6 - 20,4) \text{ kJ} = 39,2 \text{ kJ}$$

Comentario. Al comparar el valor de la irreversibilidad del proceso de transferencia de calor, 39,3 kJ, con la del proceso de la rueda de paletas, 128,7 kJ, se ve que el proceso de transferencia de calor es, termodinámicamente, mucho mejor que el proceso de comunicar trabajo mediante una rueda de paletas. En general y exclusivamente desde un punto de vista termodinámico, no se debería comunicar trabajo si con transferencia de calor se consigue el mismo fin.

9.4. ANÁLISIS EXERGÉTICO DE UN VOLUMEN DE CONTROL

En este apartado, las expresiones del trabajo reversible y de la exergía de flujo conducen al balance de exergía para un volumen de control en régimen estacionario.

9.4.1. TRABAJO REVERSIBLE PARA UN VOLUMEN DE CONTROL EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

El desarrollo general del trabajo reversible para un volumen de control en régimen estacionario se deduce directamente de la ecuación general desarrollada en el Apartado 9.2. La Figura 9.1 muestra un volumen de control al que se transfiere un flujo de calor \dot{Q}_j a una temperatura de frontera T_j . La ecuación general para el trabajo útil en esta situación viene dada por la Ecuación [9.6]:

$$\begin{aligned} \dot{W}_u &= \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e \\ &\quad - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{\text{VC}}}{dt} + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} \end{aligned} \quad [9.6]$$

Si el estudio se restringe a procesos en *régimen estacionario* con *flujo estacionario* (est), el cuarto término del segundo miembro es nulo, por definición de régimen estacionario. Consecuentemente:

$$\dot{W}_{\text{est}} = \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} \quad [9.30]$$

donde el subíndice (est) indica una limitación a «régimen estacionario con flujo estacionario». Adviértase que en este caso el trabajo útil y el trabajo en eje son el mismo, ya que $P_0 \Delta V = 0$. El *trabajo reversible* está asociado a un proceso internamente reversible para el que $\dot{\sigma}_{\text{VC}}$ es cero. Por tanto, para un volumen de control en régimen estacionario:

$$\dot{W}_{\text{est,rev}} = \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) \quad [9.31]$$

Finalmente, para un sistema en el que la masa entra al volumen de control en el estado 1 y sale de él en el estado 2, la expresión anterior puede escribirse referida a la unidad de masa:

$$w_{\text{est,rev}} = \left(h_2 + \frac{\mathbf{V}_2^2}{2} + gz_2 - T_0 s_2 \right) - \left(h_1 + \frac{\mathbf{V}_1^2}{2} + gz_1 - T_0 s_1 \right) - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) \quad [9.32]$$

Las Ecuaciones [9.31] y [9.32] permiten evaluar el trabajo reversible para un volumen de control en régimen estacionario. Estas ecuaciones proporcionan el máximo trabajo obtenido o el mínimo suministrado cuando un fluido simple compresible circula a través de un volumen de control.

9.4.2. FUNCIÓN EXERGÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL

El *estado muerto de una corriente* en un volumen de control implica no sólo equilibrio térmico y mecánico del fluido con la atmósfera a T_0 y P_0 , sino también que la energía cinética en el estado muerto relativa al ambiente sea cero (el fluido está en reposo). Además, su energía potencial debe ser mínima. Esto es, su altura es la misma que la del nivel de referencia del ambiente. Con esto:

La *exergía de una corriente* de un fluido en régimen estacionario se define como el trabajo máximo que puede obtenerse cuando el fluido cambia reversiblemente desde el estado dado al estado muerto en un proceso en el que se intercambia calor exclusivamente con la atmósfera.

De acuerdo con la Ecuación [9.32], la exergía de una corriente se mide mediante la magnitud $(h + e_c + e_p - T_0 s)$ en un estado determinado con relación al

estado muerto. La exergía de una corriente se representa mediante el símbolo ψ por unidad de masa y Ψ para la masa total, siendo $\Psi = m\psi$. Esto es:

$$\begin{aligned} \psi &= (h + e_c + e_p - T_0 s) - (h_0 + e_{p0} - T_0 s_0) \\ &= h - h_0 - T_0(s - s_0) + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz \end{aligned} \quad [9.33]$$

donde z está medida respecto a z_0 y $e_{p0} = 0$. Aunque se habla de exergía de una corriente de un fluido en un cierto estado, la exergía de una corriente es función tanto del estado de la atmósfera local como del estado del fluido. El valor de ψ puede ser mayor o menor que cero para cualquier estado distinto al estado muerto.

En el caso de un volumen de control con más de una entrada o salida, la Ecuación [9.31] puede escribirse, relativa al tiempo, de la siguiente manera:

$$\dot{W}_{\text{est,rev}} = \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s \psi_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e \psi_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) \quad [9.34]$$

donde los subíndices s y e en los términos de las sumas representan de nuevo a las corrientes de salida y entrada, respectivamente.

9.4.3. BALANCE DE EXERGÍA PARA UN VOLUMEN DE CONTROL EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

En el Apartado 9.2 se ha desarrollado la Ecuación [9.6] para la potencia neta útil $\dot{W}_{\text{net},u}$ asociada a un volumen de control en régimen no estacionario en el que el flujo de calor \dot{Q}_j atraviesa la superficie de control a temperatura T_j en un número determinado de puntos. Cuando esta ecuación se aplica a una situación de régimen estacionario, las propiedades dentro del volumen de control son invariantes con el tiempo. Por tanto, la ecuación general se reduce a:

$$\begin{aligned} \dot{W}_{\text{real},u} &= \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{\mathbf{V}^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e \\ &\quad - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} \quad (\text{régimen estacionario}) \end{aligned} \quad [9.30]$$

Los términos de suma en las entradas y salidas pueden reemplazarse por la función exergía de la corriente. El siguiente término es la transferencia de exergía asociada a la transferencia de calor Φ_Q , y el último término $T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}}$ mide la irreversibilidad en el interior del volumen de control. Como resultado, después de reordenar términos:

$$\sum_{\text{sal}} \dot{m}_s \psi_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e \psi_e = \Phi_Q + \dot{W}_{\text{real}} - \dot{I}_{\text{VC}} \quad (\text{régimen estacionario}) \quad [9.35]$$

En palabras, la ecuación anterior establece que:

$$\left(\begin{array}{c} \text{Flujo neto de exergía} \\ \text{que sale del volumen} \\ \text{de control con la masa} \end{array} \right) = \left(\begin{array}{c} \text{Flujo de exergía} \\ \text{transferida al VC} \\ \text{con el calor} \end{array} \right) + \left(\begin{array}{c} \text{Flujo de exergía} \\ \text{transferida al VC} \\ \text{con la potencia} \end{array} \right) - \left(\begin{array}{c} \text{Dstrucción de exergía} \\ \text{por unidad de tiempo en} \\ \text{el interior del VC} \end{array} \right)$$

Las dos Ecuaciones [9.30] y [9.35] representan el **balance de exergía para un volumen de control en régimen estacionario**. El trabajo en eje comunicado a un volumen de control siempre incrementa la exergía de la masa que pasa por el volumen de control, mientras que las irreversibilidades siempre disminuyen la exergía de una corriente. Por unidad de masa y para un volumen de control con una sola entrada y una sola salida, la ecuación precedente resulta:

$$\psi_2 - \psi_1 = \phi_Q + w_{\text{real}} - i_{\text{vc}} \quad [9.36]$$

donde $\phi_Q = \sum q_j (1 - T_0/T_j)$. De forma semejante al desarrollo para un sistema cerrado, puede utilizarse la Ecuación [9.36] para mostrar que:

$$i_{\text{est}} = w_{\text{est}} - w_{\text{rev,est}} \quad \text{o} \quad i_{\text{est}} = \dot{W}_{\text{est}} - \dot{W}_{\text{rev,est}} \quad [9.37]$$

Por tanto, un método para determinar las irreversibilidades en el interior de un volumen de control en régimen estacionario es evaluar la diferencia entre el trabajo en eje real y el reversible.

Los términos del sumatorio $\sum \dot{Q}_j (1 - T_0/T_j)$ de la Ecuación [9.30] (o el término equivalente de ϕ_Q de la Ec. [9.36]) pueden ser difíciles de evaluar, ya que no se conocen los valores de \dot{Q}_j y de T_j en cada posición de la frontera del volumen de control. Para obviar esto, con una precisión que se supone que es razonable, se sustituye la temperatura de la superficie variable T_j por una temperatura de frontera **constante** T_t (véase el Apdo. 7.5.1 sobre la transferencia de entropía). Esto es:

$$\Phi_Q = \sum_j \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_t} \right) \approx \dot{Q} \left(1 - \frac{T_0}{T_t} \right) \quad [9.38]$$

El valor típico de T_t es la media entre las temperaturas del fluido a la entrada y a la salida. Los ejemplos siguientes ilustran el uso de la exergía de una corriente y la irreversibilidad en el análisis de volúmenes de control.

EJEMPLO 9.6

Se expande nitrógeno gaseoso a 50 psia y 100 °F hasta 15 psia en una válvula perfectamente aislada. La temperatura atmosférica es 60 °F. Determínese (a) el trabajo reversible en el proceso de flujo estacionario, y (b) la irreversibilidad del proceso, dando ambas respuestas en Btu/lb_m.

Solución

Datos. Nitrógeno gaseoso que atraviesa una válvula, según se muestra en la Figura 9.15.

Incógnitas. (a) w_{rev} , y (b) i , en Btu/lb_m.

Modelo. Régimen estacionario, $q = w = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$, gas ideal.

Análisis. (a) La ecuación del trabajo reversible para régimen estacionario por unidad de masa es:

$$w_{\text{est,rev}} = \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 - T_0 s_2 \right) - \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 - T_0 s_1 \right) - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

El balance de energía para un proceso en régimen estacionario es:

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Esta ecuación se reduce a $\Delta h = 0$ para un proceso de estrangulamiento basado en un modelo en el que las interacciones calor y trabajo son nulas y Δe_c y Δe_p son despreciables. Debido a que h para un gas ideal es sólo función de la temperatura, la del nitrógeno permanecerá constante a 100 °F. Como se han despreciado las variaciones de la energía cinética y potencial, la ecuación para el trabajo reversible queda:

$$\begin{aligned} w_{\text{est,rev}} &= \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p - T_0 \Delta s = -T_0 \Delta s \\ &= -T_0 \left(c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \right) = RT_0 \ln \frac{P_2}{P_1} \\ &= \frac{1,986 \text{ Btu}/(\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}) \times 520 ^\circ\text{R}}{28 \text{ lb}_m/\text{lbmol}} \ln \frac{15}{50} \\ &= -44,4 \text{ Btu}/\text{lb}_m \end{aligned}$$

(b) En el proceso real el trabajo obtenido es nulo. Por tanto, la irreversibilidad por unidad de masa es simplemente:

$$i = w_{\text{est,real}} - w_{\text{est,rev}} = 0 - (-44,4) = 44,4 \text{ Btu}/\text{lb}_m$$

El valor de i puede obtenerse también a partir del balance de exergía (Ecuación [9.36]):

$$\psi_2 - \psi_1 = \phi_Q + w_{\text{real}} - i$$

En este caso, $w = \phi_Q = 0$, de modo que:

$$i_{\text{vc}} = \psi_1 - \psi_2 = (h_1 - T_0 s_1) - (h_2 - T_0 s_2) = T_0 \Delta s$$

Este resultado es el mismo que el obtenido mediante el primer método.

Comentario. Este ejemplo ilustra la pérdida considerable de la capacidad de trabajo cuando un fluido experimenta una caída finita de presión en una restricción de la corriente. Adviértase también que el trabajo reversible es una medida de la *capacidad* de trabajo que *podría* conseguirse. No puede haber trabajo real asociado al proceso, pero existe siempre un valor para el trabajo reversible.

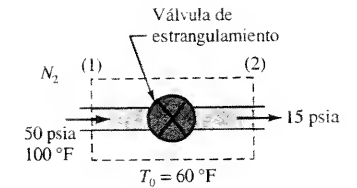


Figura 9.15. Esquema y datos del Ejemplo 9.6.

Un compresor adiabático funciona con aire inicialmente a 1,0 bar, 300 K y 70 m/s. Las condiciones a la salida son 5,0 bar, 540 K y 150 m/s. Determínese (a) el trabajo real suministrado, (b) el trabajo (mínimo) reversible requerido con los mismos estados inicial y final, y (c) la irreversibilidad del proceso real, dando todas las respuestas en kJ/kg. Supóngase que el valor c_p es constante e igual a 1,01 kJ/kg · K y que la atmósfera está a 1 bar y 17 °C.

Solución

Datos. Compresor adiabático de aire que funciona en las condiciones dadas en la Figura 9.16.

EJEMPLO 9.7

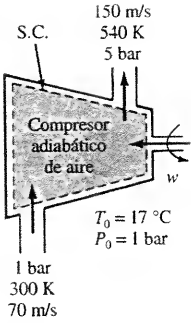


Figura 9.16. Esquema y datos del Ejemplo 9.7.

Incógnitas. (a) $w_{\text{est,real}}$, (b) $w_{\text{est,rev}}$, y (c) i , todos en kJ/kg.

Modelo. Corriente adiabática en régimen estacionario; gas ideal; $\Delta e_p = 0$; $c_p = 1,01$ kJ/kg · K.

Análisis. (a) El trabajo real se obtiene a partir del balance energético. De acuerdo con la ecuación de la energía en régimen estacionario, $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$, si $q = \Delta e_p = 0$, y como para un gas ideal $\Delta h = c_{p,m} \Delta T$, entonces:

$$\begin{aligned} w_{\text{est,real}} &= h_2 - h_1 + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} \\ &= 1,01 \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \times (540 - 300) \text{ K} + \frac{150^2 - 70^2}{2} \frac{\text{m}^2}{\text{s}^2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}} \\ &= (242,4 + 8,8) \text{ kJ/kg} = 251,2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

(b) El trabajo reversible se calcula a partir de la relación:

$$w_{\text{est,rev}} = \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 - T_0 s_2 \right) - \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 - T_0 s_1 \right) - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Para la situación en la que $q = \Delta e_p = 0$, la ecuación queda:

$$w_{\text{est,rev}} = h_2 - h_1 - T_0(s_2 - s_1) + \frac{V_2^2 - V_1^2}{2} = w_{\text{est,real}} - T_0(s_2 - s_1)$$

Con el modelo de gas ideal:

$$\begin{aligned} \Delta s &= c_{p,m} \ln(T_2/T_1) - R \ln(P_2/P_1) \\ &= \left(1,01 \ln \frac{540}{300} - \frac{8,314}{29} \ln \frac{5}{1} \right) \frac{\text{kJ}}{\text{kg} \cdot \text{K}} = 0,1324 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

Por tanto:

$$\begin{aligned} w_{\text{est,rev}} &= 251,2 \text{ kJ/kg} - 290 \text{ K} \times (0,1324 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}) \\ &= (251,2 - 38,4) \text{ kJ/kg} = 212,8 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Éste es el trabajo mínimo requerido para los estados inicial y final especificados.

(c) La irreversibilidad se obtiene a partir del balance de exergía para un volumen de control en régimen estacionario con una entrada y una salida:

$$\psi_2 - \psi_1 = \phi_Q + w_{\text{real}} - i_{\text{VC}}$$

Como el proceso es adiabático, $\phi_Q = 0$ y la irreversibilidad queda:

$$i_{\text{VC}} = \psi_1 - \psi_2 + w = [(h_1 - T_0 s_1) - (h_2 - T_0 s_2)] + (h_2 - h_1) = T_0 \Delta s$$

Dando valores, la irreversibilidad es:

$$i_{\text{VC}} = T_0 \Delta s = 300 \text{ K} (0,1324 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}) = 38,4 \text{ kJ/kg}$$

La irreversibilidad puede también obtenerse de $i = w_{\text{est,real}} - w_{\text{est,rev}} = (251,2 - 212,8) \text{ kJ/kg} = 38,4 \text{ kJ/kg}$.

Comentario. La presencia de irreversibilidades en el interior del compresor ha llevado a un incremento de 38,4 kJ/kg en el trabajo suministrado, lo cual representa un incremento del 18 por 100.

EJEMPLO 9.8

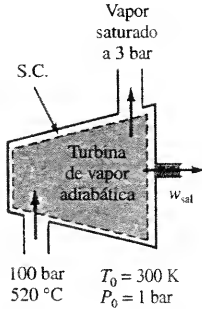


Figura 9.17. Esquema y datos del Ejemplo 9.8.

Una turbina adiabática de vapor de agua funciona con unas condiciones de entrada de 100 bar y 520 °C y unas de salida de vapor saturado a 3 bar. Pueden despreciarse las variaciones de las energías cinética y potencial, y el estado del ambiente es 300 K y 1 bar. Déterminese (a) el trabajo real obtenido, (b) el trabajo reversible (máximo) obtenido, y (c) la exergía de la corriente de salida, dando todas las respuestas en kJ/kg.

Solución

Datos. Una turbina adiabática de vapor de agua con los datos de entrada mostrados en la Figura 9.17.

Incógnitas. (a) w_{real} , (b) $w_{\text{est,rev}}$, y (c) ψ_2 , en kJ/kg.

Modelo. Proceso adiabático, en régimen estacionario y $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. (a) El trabajo real obtenido W_{real} se calcula a partir de la ecuación del balance energético en régimen estacionario:

$$0 = q + w - \Delta h - \Delta e_c - \Delta e_p$$

Como $q = 0$ y se pueden despreciar las variaciones de las energías cinética y potencial:

$$w_{\text{real}} = h_2 - h_1 = (2.725,3 - 3.425,1) \text{ kJ/kg} = -699,8 \text{ kJ/kg}$$

donde los datos se han obtenido de las Tablas A.13 y A.14.

(b) El trabajo reversible en régimen estacionario viene dado por:

$$w_{\text{est,rev}} = \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 - T_0 s_2 \right) - \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 - T_0 s_1 \right) - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Por tanto, con el mismo modelo:

$$\begin{aligned} w_{\text{est,rev}} &= \Delta \psi = \Delta h - T_0 \Delta s \\ &= -699,8 \text{ kJ/kg} - 300 \text{ K} \times (6,9919 - 6,6622) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = -798,7 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

(c) La exergía de la corriente de salida de la turbina viene dada por $\psi_2 = h_2 - h_0 - T_0(s_2 - s_0)$. En el estado muerto de 300 K y 1 bar, el agua es líquido comprimido. Sus propiedades se aproximan por las del líquido saturado a la temperatura del estado muerto. Así, de la Tabla A.12 a 300 K:

$$\begin{aligned} \psi_2 &= h_2 - h_0 - T_0(s_2 - s_0) \\ &= (2.725,3 - 113,24) \text{ kJ/kg} - 300 \text{ K} \times (6,9919 - 0,3954) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \\ &= 633 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Comentario. Adviértase que el trabajo real obtenido es aproximadamente un 12 por 100 menor que el máximo posible, debido a la presencia de irreversibilidades puestas de manifiesto por el incremento de entropía durante el proceso adiabático. También la exergía de la corriente de salida de la turbina es casi tan grande como el trabajo real obtenido. Aunque la presión ha caído desde 100 hasta 3 bar, teóricamente aún se podría obtener una cantidad considerable de trabajo del fluido.

9.5. RENDIMIENTO EXERGÉTICO O EFECTIVIDAD

Los rendimientos térmicos η de algunos dispositivos comunes se han presentado en el Capítulo 8. Esas expresiones son el cociente de magnitudes energéticas elegidas. En el contexto de este capítulo, la utilidad de la energía se describe de una forma más apropiada por medio de la exergía. Dado que la exergía tiene su origen en la segunda ley, un parámetro de comportamiento de un proceso basado en el concepto de exergía se conoce como *rendimiento de la segunda ley* η_{II} , o como *rendimiento exergético* (o *efectividad de la segunda ley*) ε o simplemente *efectividad* (ambos símbolos son de uso corriente). El rendimiento térmico mide lo bien que se utiliza la energía cuando se compara con un proceso ideal, mientras que el rendimiento exergético (la eficacia) indica lo bien que se utiliza la exergía.

9.5.1. RENDIMIENTO EXERGÉTICO (O RENDIMIENTO DE LA SEGUNDA LEY)

El rendimiento térmico y el rendimiento exergético, o rendimiento de la segunda ley, son diferentes en un aspecto importante. La primera ley es un principio de conservación. Por otro lado, desde el punto de vista de la segunda ley, la entropía y la exergía son propiedades no conservativas. En presencia de irreversibilidades, la entropía se genera y la exergía se destruye. El primer efecto se mide con la producción de entropía σ , y el segundo por medio de la irreversibilidad I . Por tanto, el rendimiento exergético mide la pérdida de exergía durante un proceso. Una definición general del rendimiento exergético ε (o η_{II}) es:

$$\varepsilon \equiv \frac{\text{exergía obtenida}}{\text{exergía suministrada}} \quad [9.39]$$

$$= 1 - \frac{\text{destrucción y pérdidas de exergía}}{\text{exergía suministrada}}$$

donde *pérdidas* implica transferencias *no útiles* a través de la frontera. Una segunda forma, especialmente útil en dispositivos en régimen estacionario, es:

$$\eta_{II} = \varepsilon = \frac{\text{flujo de exergía obtenida}}{\text{flujo de exergía suministrada}} \quad [9.40]$$

La segunda ley recalca el hecho de que dos formas de la misma cantidad de energía pueden tener exergías muy diferentes. Por tanto, la energía está «ponderada» según su exergía. A diferencia del rendimiento térmico, el rendimiento exergético tiene en cuenta las pérdidas de capacidad de trabajo durante el proceso. Adviértase, sin embargo, que la definición de ε dada anteriormente es muy general. En aplicaciones concretas se debe decidir cuál es la salida deseada, qué se considera como suministro y qué se contabiliza como pérdidas. En ejemplos posteriores se demostrará que las diferentes decisiones sobre esto conducen a expresiones diferentes del rendimiento exergético de un proceso determinado. Por tanto, con los mismos datos pueden existir diferentes valores de ε . No es cuestión de cuál es mejor, o correcto. Es un problema de consistencia cuando se comparan conjuntos de datos. Afortunadamente, los balances de exergía para sistemas cerrados y abiertos son una buena guía para establecer los rendimientos exergéticos apropiados.

Como ejemplo de la utilización del concepto de exergía en el análisis entrópico, considérese un motor térmico que funcione entre dos fuentes térmicas

a T_A y T_B . Para un ciclo real (irreversible) $W_{\text{real}} = \eta_{t,\text{real}} Q_A$. Sin embargo, si el ciclo fuese reversible:

$$W_{\text{rev}} = \eta_{\text{Carnot}} Q_A = \left(1 - \frac{T_B}{T_A}\right) Q_A$$

Debido a que la exergía asociada a un trabajo en eje es el propio valor del trabajo en eje, se define el rendimiento exergético de un ciclo de potencia como el cociente de exergías $W_{\text{real}}/W_{\text{rev}}$. Esto es:

$$\varepsilon_{\text{pot}} = \frac{W_{\text{real}}}{W_{\text{rev}}} = \frac{\eta_{t,\text{real}}}{\eta_{\text{Carnot}}} = \frac{\eta_{t,\text{real}}}{1 - (T_B/T_A)} \quad [9.41]$$

Puede definirse un tipo de rendimiento exergético semejante para máquinas frigoríficas y para bombas de calor.

Dos motores térmicos, A y B, tienen un mismo rendimiento térmico real de 0,30. El motor térmico A recibe calor a 1.000 K y lo cede a 300 K, mientras que el motor térmico B lo recibe a 600 K y lo cede a 300 K. Determinéense los rendimientos exergéticos de cada dispositivo y compárense con sus rendimientos térmicos.

Solución

Datos. Dos motores térmicos que tienen un rendimiento térmico del 30 por 100, como se muestra en la Figura 9.18.

Incógnitas. ε para cada uno de los motores; compárense estos valores con η_t .

Modelo. Motores térmicos irreversibles que funcionan entre diferentes conjuntos de T_A y T_B .

Análisis. Los rendimientos térmicos son los mismos. Esto significa simplemente que si $Q_{A,A} = Q_{A,B}$, entonces los dispositivos producen la cantidad de trabajo de 0,30 Q_A . Aunque los trabajos obtenidos sean iguales, no se puede deducir que los rendimientos exergéticos lo sean.

El comportamiento reversible de cada dispositivo viene dado por la ecuación del rendimiento de Carnot $\eta_t = 1 - (T_B/T_A)$. Por tanto:

$$\eta_{\text{Carnot},A} = 1 - \frac{300}{1.000} = 0,70 \quad \text{y} \quad \eta_{\text{Carnot},B} = 1 - \frac{300}{600} = 0,50$$

Con el mismo calor suministrado que antes, $Q_{A,A}$ y $Q_{A,B}$:

$$W_{A,\text{rev}} = 0,70 Q_A \quad \text{y} \quad W_{B,\text{rev}} = 0,50 Q_A$$

Utilizando la Ecuación [9.41] para los motores térmicos A y B, se obtiene que si $W_{\text{real}} = 0,30 Q_A$, entonces:

$$\varepsilon_A = \frac{0,3 Q_A}{0,7 Q_A} = 0,43 \quad \text{y} \quad \varepsilon_B = \frac{0,3 Q_A}{0,5 Q_A} = 0,60$$

Por consiguiente, el comportamiento conforme a la segunda ley del motor térmico B es mucho mejor que el del A, aunque en la práctica tienen el mismo rendimiento térmico.

EJEMPLO 9.9

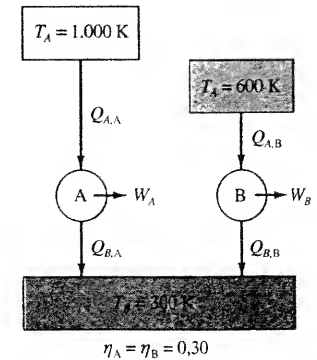


Figura 9.18. Esquema y datos del Ejemplo 9.9.

9.5.2. RENDIMIENTO EXERGÉTICO PARA PROCESOS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Como se dijo al principio, los rendimientos térmicos son cocientes de magnitudes energéticas tales como w_{eje} , q , h y e_c . El rendimiento exergético es el cociente de magnitudes exergéticas tales como w_{eje} , ϕ_Q y ψ . Las últimas magnitudes están relacionadas por medio del balance de exergía de un flujo estacionario:

$$\Delta\psi = \phi_Q + w_{real} - i_{VC} \quad [9.36]$$

por unidad de masa para un volumen de control con una entrada y una salida.

El rendimiento exergético de un compresor ε_C o de una bomba ε_B se define como la variación (incremento) de la exergía del fluido dividida entre el trabajo real suministrado.

Esto es:

$$\varepsilon_C = \varepsilon_B \equiv \frac{\psi_s - \psi_e}{w_{real,ent}} = 1 - \frac{i - \phi_Q}{w_{real,ent}} \quad [9.42]$$

donde cualquier intercambio de calor se realiza exclusivamente con el ambiente. Cuando la transferencia de calor es despreciable, la ecuación anterior se reduce a:

$$\varepsilon_C = \varepsilon_B = \frac{\psi_s - \psi_e}{w_{real,ent}} = \frac{w_{real,ent} - i}{W_{real,ent}} \quad (\text{adiabático}) \quad [9.43]$$

Para una turbina, la definición de ε_T es la inversa de ε_C . Esto es:

$$\varepsilon_T \equiv \frac{w_{real,sal}}{\psi_e - \psi_s} = 1 - \frac{i - \phi_Q}{\psi_e - \psi_s} \quad [9.44]$$

donde cualquier intercambio de calor se realiza exclusivamente con el ambiente. Para una turbina adiabática:

$$\varepsilon_T = \frac{w_{real,sal}}{-\Delta\psi} = \frac{w_{real,sal}}{w_{real,sal} + i} \quad (\text{adiabática}) \quad [9.45]$$

El balance de exergía para una tobera adiabática es $\psi_1 = \psi_2 + i$. El rendimiento exergético de la tobera ε_{lob} con respecto a los términos salida/entrada es:

$$\varepsilon_{lob} = \frac{\psi_2}{\psi_1} = \frac{\psi_1 - i}{\psi_1} \quad (\text{adiabática}) \quad [9.46]$$

Por lo general, la pérdida de exergía en una tobera subsónica es pequeña. Esta misma ecuación se aplica a un proceso de estrangulamiento, ya que de nuevo q y w son cero. Por tanto:

$$\varepsilon_{estrang} = \frac{\psi_2}{\psi_1} = \frac{\psi_1 - i}{\psi_1} \quad [9.47]$$

En este caso, i puede ser bastante grande con relación a ψ_1 , lo cual indica una pérdida significativa del potencial de trabajo del fluido.

Como un último caso, considérese primero un cambiador de calor de corrientes *no mezcladas*. La Figura 9.19 muestra un cambiador de calor en régimen estacionario con los flujos másicos \dot{m}_c y \dot{m}_f para las corrientes caliente y fría,

respectivamente. Despreciando el calor cedido al ambiente, las pérdidas de exergía que tienen lugar en estos dispositivos son: 1) pérdidas debidas al intercambio de calor con una diferencia finita de temperaturas, y 2) pérdidas debidas a la fricción del fluido. La ecuación de la exergía referida al tiempo para esta situación es:

$$0 = \dot{m}_f(\psi_2 - \psi_1) + \dot{m}_c(\psi_4 - \psi_3) + \dot{I}_{VC}$$

Una medida del rendimiento exergético del cambiador de calor viene dada por el cociente entre el incremento del flujo de exergía de la corriente fría y la disminución del flujo de exergía de la corriente caliente. Esto es:

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_f(\psi_2 - \psi_1)}{-\dot{m}_c(\psi_4 - \psi_3)} \quad (\text{cambiador de calor}) \quad [9.48]$$

En la literatura aparecen otras formas para ε , pero generalmente se prefiere ésta.

En segundo lugar, considérese el intercambio de energía *cuando se mezclan* dos o más corrientes por contacto directo. En la Figura 9.20 se muestra un esquema del proceso global para la mezcla de dos corrientes: una fría inicialmente en el estado 1 y otra más caliente inicialmente en el estado 2. El balance de exergía tiene la forma:

$$0 = \dot{m}_3\psi_3 - \dot{m}_1\psi_1 - \dot{m}_2\psi_2 + \dot{I}_{VC}$$

donde $\dot{m}_f = \dot{m}_1$ y $\dot{m}_c = \dot{m}_2$. Esta ecuación puede escribirse como:

$$\dot{m}_c(\psi_2 - \psi_3) = \dot{m}_f(\psi_3 - \psi_1) + \dot{I}_{VC}$$

De manera similar a como se ha analizado el cambiador de calor anterior, el rendimiento exergético de una mezcla directa puede definirse como el cociente entre el incremento del flujo de exergía de la corriente fría y la disminución del flujo de exergía de la corriente caliente. Así:

$$\varepsilon = \frac{\dot{m}_f(\psi_3 - \psi_1)}{\dot{m}_c(\psi_2 - \psi_3)} \quad (\text{mezcla}) \quad [9.49]$$

Como en el análisis previo de cambiadores de calor, son posibles otras definiciones alternativas de ε . Los siguientes ejemplos ilustran el uso del balance de exergía y de una temperatura media de frontera.

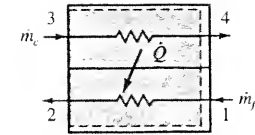


Figura 9.19. Esquema del intercambio de calor en régimen estacionario entre dos corrientes no mezcladas.

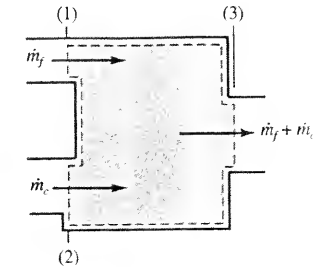


Figura 9.20. Esquema del intercambio de energía al mezclar dos corrientes.

EJEMPLO 9.10

Una turbina de vapor de agua funciona con unas condiciones de entrada de 100 bar y 520 °C y con unas de salida de vapor saturado a 3 bar. Se pueden despreciar las variaciones de energía cinética y potencial, y el estado del ambiente es 300 K y 1 bar. (a) Determinése (1) la irreversibilidad en el interior de la turbina en kJ/kg, si se cede un calor al ambiente de 40,0 kJ/kg, y (2) el rendimiento exergético de este dispositivo. (b) Obténgase ahora la irreversibilidad para un volumen de control que incluya la turbina y la región de transferencia del calor. Finalmente (c) obténgase el rendimiento exergético de la turbina si el proceso en ésta es adiabático.

Solución

Datos. Una turbina de vapor de agua que funciona con las condiciones señaladas en la Figura 9.21.

Incógnitas. (a) i_{VC} , en kJ/kg, y ε_T ; (b) i_{tot} ; (c) ε_T con $q = 0$.

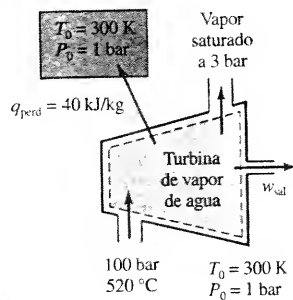


Figura 9.21. Esquema y datos del Ejemplo 9.10, apartado a.

Modelo. Régimen estacionario, $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. Este problema es el mismo que el del Ejemplo 9.8, excepto que ahora existen pérdidas de calor.

(a) (1) La irreversibilidad específica en el interior de la turbina se evaluará a partir del balance de exergía en el fluido, que es:

$$i_{VC} = -\Delta\psi + \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) + w_{real}$$

El valor de $\Delta\psi$ que se obtuvo en el Ejemplo 9.8 valía -798.7 kJ/kg. El balance energético en régimen estacionario en un volumen de control con las variaciones de energía cinética y de energía potencial despreciables muestra que:

$$\begin{aligned} w_{real} &= \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p - q = h_2 - h_1 - q \\ &= [2.725,3 - 3.425,1 - (-40,0)] \text{ kJ/kg} = -659,8 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El término que queda en el balance de exergía, ϕ_Q , se trata de manera semejante a como se hizo en la Ecuación [9.38]. La temperatura del fluido varía desde 520 hasta 133,6 °C según pasa por la turbina. La temperatura variable T_i del fluido de la turbina se modela mediante una temperatura de frontera constante T_f , que es una temperatura media entre las temperaturas de entrada y salida del fluido. En este caso la temperatura media del fluido es $(133,6 + 520)/2 = 326,8$ °C, o 600 K. Por tanto:

$$\phi_Q = \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \approx q \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) = -40,0 \text{ kJ/kg} \left(1 - \frac{300}{600}\right) = -20,0 \text{ kJ/kg}$$

Cuando se han calculado todos los términos y sustituido sus valores en el balance de exergía se obtiene que:

$$i_{VC} = [-(-798,7) + (-20,0) + (-659,8)] \text{ kJ/kg} = 118,9 \text{ kJ/kg}$$

Esto representa un incremento del 20 por 100 en i_{VC} respecto al valor de 98,9 kJ/kg obtenido en el Ejemplo 9.8 para funcionamiento adiabático. El incremento se debe exclusivamente a la pérdida de exergía ϕ_Q asociada a la transferencia de calor.

(2) El rendimiento exergético de una turbina ε_T viene dado en general por:

$$\varepsilon_T = \frac{w_{real, sal}}{-\Delta\psi} = \frac{659,8}{798,7} = 0,826 \quad (82,6 \text{ por } 100)$$

El mismo resultado podría haberse obtenido a partir de la relación:

$$\begin{aligned} \varepsilon_T &= 1 - \frac{\text{destrucción y pérdida de exergía}}{\text{exergía suministrada}} \\ &= 1 - \frac{i - \phi_Q}{\Delta\psi} = 1 - \frac{118,9 - (-20,0)}{798,7} = 0,826 \end{aligned}$$

Aunque la magnitud ϕ_Q asociada a q tiene capacidad de producir más trabajo, es una pérdida en lo que concierne al comportamiento de la turbina. Esta pérdida finalmente aparece como irreversibilidad en el entorno.

(b) Para el volumen de control ampliado mostrado en la Figura 9.22, el balance de exergía resulta:

$$\begin{aligned} i &= -\Delta\psi + q \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) + w_{real} \\ &= [-(-798,7) + 0 + (-659,8)] \text{ kJ/kg} = 138,9 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

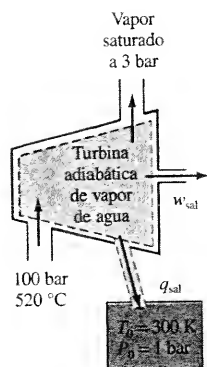


Figura 9.22. Esquema y datos del Ejemplo 9.10, parte b.

siendo $T_f = T_0$. Como la irreversibilidad i en el interior de la turbina es 118,9 kJ/kg, entonces $i_Q = 138,9 - 118,9 = 20,0$ kJ/kg. Este es el mismo valor dado por la expresión para la región de transferencia del calor:

$$i_Q = T_0 q \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_f} \right) = 300(-40,0) \left(\frac{1}{300} - \frac{1}{600} \right) = 20,0 \text{ kJ/kg}$$

donde ahora T_f es 600 K. Por tanto, la irreversibilidad debida a la transferencia de calor es aproximadamente un 17 por 100 de la del interior de la turbina debida a las pérdidas por fricción.

(c) Del Ejemplo 9.8, $w_{real} = -699,8$ kJ/kg y $\Delta\psi = -798,7$ kJ/kg. Por tanto, en condiciones adiabáticas:

$$\varepsilon_T = \frac{w_{real, sal}}{-\Delta\psi} = \frac{699,8}{798,7} = 0,876 \quad (87,6 \text{ por } 100)$$

Comentarios. (1) De los 798,7 kJ/kg de disminución de la exergía del fluido, un 82,6 por 100 aparece como trabajo obtenido, un 14,9 por 100 se destruye y un 2,5 por 100 acompaña al calor que se cede al exterior.

(2) El rendimiento exergético de la turbina adiabática del Ejemplo 9.9 es del 87,6 por 100. En este ejemplo, la pérdida de exergía debida a la transferencia de calor ha disminuido sustancialmente el rendimiento exergético del dispositivo hasta el 82,6 por 100. Por tanto, las pérdidas de calor en las turbinas son indeseables.

(3) La irreversibilidad en el volumen de control ampliado podría haberse obtenido a partir de $i_{VC} = T_0 \sigma_{VC}$, determinándose σ_{VC} del balance de entropía.

A un cambiador de calor entra un flujo másico de 100 lb_m/s de agua como líquido comprimido a 30 psia y 100 °F y sale a la misma presión y 200 °F. El calor suministrado a la corriente de agua proviene de una corriente de aire caliente que entra a 1.000 °R y 40 psia y sale a 600 °R y la misma presión. Determinése (a) la variación de exergía de la corriente de agua, (b) la variación de exergía de la corriente de aire y (c) la irreversibilidad total del proceso de intercambio de calor, dando todas la respuestas en Btu/s. La temperatura del ambiente es 520 °R. Por último, determinése (d) el rendimiento exergético del cambiador de calor.

Solución

Datos. Transferencia de calor entre las corrientes de agua y aire de un cambiador de calor en régimen estacionario, como se ilustra en la Figura 9.23.

Incógnitas. (a) $\Delta\dot{\psi}_{\text{agua}}$, (b) $\Delta\dot{\psi}_{\text{aire}}$, (c) i_{tot} , en Btu/s, y (d) ε .

Modelo. Proceso estacionario y adiabático; aire gas ideal; se desprecian los efectos de las energías cinética y potencial.

Análisis. La variación de la exergía de una corriente viene dada por:

$$\Delta\psi = \psi_2 - \psi_1 = (h_2 - h_1) + (e_{c2} - e_{c1}) + (e_{p2} - e_{p1}) - T_0(s_2 - s_1)$$

Despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, esta ecuación se reduce a:

$$\Delta\psi = h_2 - h_1 - T_0(s_2 - s_1)$$

(a) La temperatura de saturación para la corriente de agua a 30 psia es 250,3 °F. Por tanto, el agua permanece a la salida como agua líquida. Los datos del líquido compri-

EJEMPLO 9.11

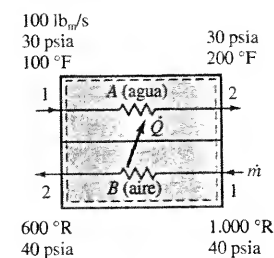


Figura 9.23. Esquema y datos del Ejemplo 9.11.

do pueden estimarse utilizando los datos del líquido saturado a la temperatura dada. Con los datos de la Tabla A.12I:

$$\begin{aligned}\Delta\psi_{H_2O} &= (168,07 - 68,05) \text{ Btu/lb}_m - 520^\circ\text{R} \times (0,2940 - 0,1296) \text{ Btu/(lb}_m \cdot ^\circ\text{R}) \\ &= 14,5 \text{ Btu/lb}_m\end{aligned}$$

Se obtiene que la variación de la exergía de la corriente de agua por unidad de tiempo es:

$$(\dot{m}\Delta\psi)_{\text{agua}} = 100 \text{ lb}_m/\text{s} \times 14,5 \text{ Btu/lb}_m = 1.450 \text{ Btu/s}$$

(b) El cálculo de la variación de exergía de la corriente de aire precisa información sobre el flujo másico de aire. Esta última magnitud se obtiene del balance de energía aplicado al cambiador de calor. Para un volumen de control en régimen estacionario:

$$0 = \dot{Q} + \dot{W}_{\text{eje}} + \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_e \dot{m}_e - \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz \right)_s \dot{m}_s$$

En ausencia de calor y trabajo, y despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, el balance energético se reduce a:

$$\dot{m}_A(h_{A1} - h_{A2}) = \dot{m}_B(h_{B2} - h_{B1})$$

donde A y B representan las corrientes de agua y aire, respectivamente. Los datos de la entalpía para el aire se encuentran en la Tabla A.5I. Sustituyendo los valores en la ecuación de la energía se obtiene:

$$100 \text{ lb}_m/\text{s} \times (168,07 - 68,05) \text{ Btu/lb}_m = \dot{m}_{\text{aire}} \times (143,47 - 240,98) \text{ Btu/lb}_m$$

$$\dot{m}_{\text{aire}} = \frac{100(100,02)}{97,51} = 102,6 \text{ lb}_m/\text{s}$$

Como $\Delta P = 0$ para la corriente de aire, la variación de entropía con el modelo de gas ideal es: $\Delta s = s_2^0 - s_1^0$. La variación de la exergía específica del aire viene dada por:

$$\begin{aligned}\Delta\psi_{\text{aire}} &= h_2 - h_1 - T_0(s_2 - s_1) = h_2 - h_1 - T_0(s_2^0 - s_1^0) \\ &= (143,47 - 240,98) \text{ Btu/lb}_m - 520^\circ\text{R} \times (0,62607 - 0,75042) \text{ Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R} \\ &= -32,85 \text{ Btu/lb}_m\end{aligned}$$

El flujo neto de exergía del aire resulta:

$$(\dot{m}\Delta\psi)_{\text{aire}} = 102,6 \text{ lb}_m/\text{s} \times (-32,85 \text{ Btu/lb}_m) = -3.370 \text{ Btu/s}$$

(c) La irreversibilidad del cambiador de calor se obtiene utilizando el balance de exergía para un volumen de control en régimen estacionario:

$$\sum_{\text{sal}} \dot{m}_s \psi_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e \psi_e = \Phi_Q + \dot{W} - \dot{I}_{\text{VC}}$$

En función de los dos fluidos A y B se puede escribir como:

$$\dot{m}_A(\psi_2 - \psi_1)_A + \dot{m}_B(\psi_2 - \psi_1)_B = \Phi_Q + \dot{W} - \dot{I}_{\text{VC}}$$

Pero $\dot{W} = \dot{\Phi}_Q = 0$ para el volumen de control. Por consiguiente:

$$\dot{I}_{\text{VC}} = -[(\dot{m}\Delta\psi)_A + (\dot{m}\Delta\psi)_B] = -[1.450 + (-3.370)] = 1.920 \text{ Btu/s}$$

Otro método para evaluar \dot{I}_{VC} en un proceso adiabático es:

$$\begin{aligned}\dot{I}_{\text{VC}} &= T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} = T_0 \sum \dot{m} \Delta s = T_0 [(\dot{m} \Delta s)_{\text{agua}} + (\dot{m} \Delta s)_{\text{aire}}] \\ &= 520^\circ\text{R} [100(0,2940 - 0,1296) + 102,6(0,62606 - 0,75042)] \text{ Btu/(}^\circ\text{R} \cdot \text{s)} \\ &= 1.915 \text{ Btu/s}\end{aligned}$$

La pequeña diferencia en los resultados se debe a errores de redondeo.

(d) El rendimiento exergético del cambiador de calor se obtiene de:

$$\varepsilon = \frac{(\dot{m}\Delta\psi)_{\text{agua}}}{-(\dot{m}\Delta\psi)_{\text{aire}}} = \frac{1.450}{-(-3.370)} = 0,43$$

Comentario. El rendimiento exergético del cambiador de calor es bastante bajo debido a la diferencia considerable de temperaturas entre los dos fluidos.

9.6. RESUMEN

La *exergía termomecánica* asociada al estado de un sistema se mide mediante el trabajo reversible máximo que puede obtenerse del sistema cuando éste evoluciona hacia un estado de equilibrio intercambiando calor exclusivamente con el medio ambiente. Este estado de equilibrio es el *estado muerto* a T_0 y P_0 , recomendándose que la *atmósfera estándar* o ambiente se tome a 298,15 K y 1,01325 bar (1 atm). La ecuación general para el trabajo útil real asociado a una región del espacio con transferencia de masa, calor y trabajo hacia o desde ella es:

$$\begin{aligned}\dot{W}_u &= \sum_{\text{sal}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_s \dot{m}_s - \sum_{\text{ent}} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right)_e \dot{m}_e - \\ &\quad - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \frac{d(E + P_0 V - T_0 S)_{\text{VC}}}{dt} + T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}}\end{aligned}$$

El trabajo reversible se obtiene haciendo $T_0 \dot{\sigma}_{\text{VC}} = 0$.

Para una sustancia simple compresible en el interior de un *sistema cerrado* en el que se transfiere un calor Q_j a través de la frontera a T_j , el trabajo útil reversible por unidad de masa es:

$$w_{\text{rev},u} = \Delta u + P_0 \Delta v - T_0 \Delta s - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

La irreversibilidad i viene dada por:

$$i_{\text{mc}} = w_{\text{real},u} - w_{\text{rev},u} = T_0 \sigma_{\text{mc}}$$

La *función exergía de un sistema cerrado* ϕ se define como:

$$\phi \equiv (u + P_0 v - T_0 s) - (u_0 + P_0 v_0 - T_0 s_0)$$

siendo la irreversibilidad total $\Phi = m\phi$. Por consiguiente:

$$w_{\text{rev},u} = \phi_2 - \phi_1 - \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Generalmente, para el calor transferido Q_i hacia o desde un sistema cerrado de temperatura variable, la *transferencia de exergía asociada con el calor transferido* a través de una frontera a temperatura uniforme T_f viene dada por:

$$\Phi_Q \equiv \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T_f}\right) \delta Q$$

La exergía transferida asociada con la transferencia de calor Q hacia o desde un sistema cerrado a temperatura constante viene dada por:

$$\Phi_{Q,F} = Q \left(1 - \frac{T_0}{T_F}\right)$$

Por tanto, el balance de exergía para una masa de control puede ponerse simbólicamente como:

$$\Delta\Phi_{mc} = \Phi_Q + W_{real,u} - I_{mc}$$

donde I_{mc} mide la destrucción de exergía en el interior del sistema cerrado.

Para un volumen de control en régimen estacionario, la potencia mecánica útil comunicada se obtiene de:

$$\dot{W}_{rev} = \sum_{sal} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right) \dot{m}_s - \sum_{ent} \left(h + \frac{V^2}{2} + gz - T_0 s \right) \dot{m}_e - \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Para un período de tiempo durante el cual la unidad de masa entra por la única entrada y esa unidad de masa sale por la única salida del volumen de control en régimen estacionario, el trabajo reversible viene dado por:

$$w_{est,rev} = \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 - T_0 s_2 \right) - \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 - T_0 s_1 \right) + \sum_{j=1}^n q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Con las mismas condiciones, la irreversibilidad es:

$$i_{est} = w_{est,real} - w_{est,rev} = T_0 \sigma_{VC}$$

La *exergía de una corriente* ψ para un volumen de control se define como:

$$\begin{aligned} \psi &= (h + e_c + e_p - T_0 s) - (h_0 + e_{p0} - T_0 s_0) \\ &= h - h_0 - T_0(s - s_0) + \frac{V^2}{2} + gz \end{aligned}$$

El *flujo de exergía* $\dot{\Phi}_Q$ asociado al flujo de calor a través de la superficie de control es:

$$\dot{\Phi}_Q = \sum_{j=1}^n \dot{Q}_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right)$$

Como resultado, el balance de exergía para un volumen de control en régimen estacionario se escribe simbólicamente como:

$$\sum_{sal} \dot{m}_s \psi_s - \sum_{ent} \dot{m}_e \psi_e = \dot{\Phi}_Q + \dot{W}_{real} - \dot{I}_{VC}$$

donde $\dot{I}_{VC} = T_0 \dot{\sigma}_{VC}$.

PROBLEMAS

TRABAJO REVERSIBLE E IRREVERSIBILIDAD EN SISTEMAS CERRADOS

- 9.1. Un recipiente rígido contiene vapor de agua inicialmente a 8,0 MPa y 400 °C, estando el ambiente a 0,1 MPa y 25 °C. El vapor de agua se enfría hasta que la presión cae hasta 4,0 MPa. Determinése (a) el trabajo útil reversible asociado al cambio de estado, y (b) la irreversibilidad del proceso, dando ambas respuestas en kJ/kg.
- 9.2. Un recipiente perfectamente aislado contiene aire inicialmente a 1 bar y 27 °C. En el interior del recipiente se mueve una rueda de paletas por medio de un mecanismo exterior hasta que la presión alcanza 1,2 bar. Determinése (a) el trabajo real requerido, (b) el trabajo útil reversible asociado al cambio de estado, y (c) la irreversibilidad. Todas las respuestas se darán en kJ/kg. Tómese $T_0 = 27^\circ\text{C}$ y $P_0 = 1$ bar.
- 9.3. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,40 kg de aire a 0,10 MPa y 27 °C. Determinése el trabajo útil mínimo, en kJ, que hay que suministrar para comprimir el aire hasta 0,40 MPa y 127 °C si $T_0 = 20^\circ\text{C}$ y $P_0 = 0,10$ MPa.
- 9.4. Un recipiente cerrado y rígido contiene 0,5 kg de vapor de agua saturado a 4 bar. Se le suministra una cantidad de calor de 70 kJ desde una fuente térmica a 500 K, y por medio de una rueda de paletas se le comunica trabajo hasta que el fluido alcanza una presión de 7 bar. Determinése, dando las respuestas en kJ, (a) el trabajo que tiene que comunicar la rueda de paletas, (b) el trabajo útil reversible asociado al cambio de estado, y (c) la irreversibilidad del proceso si $T_0 = 25^\circ\text{C}$.
- 9.5I. Un recipiente rígido contiene vapor de agua inicialmente a 1.000 psia y 800 °F, estando el ambiente a 14,7 psia y 70 °F. El vapor de agua se enfría hasta que la presión cae hasta 500 psia. Determinése (a) el trabajo útil reversible (o variación de exergía) asociado al cambio de estado, y (b) la irreversibilidad del proceso, dando ambas respuestas en Btu/lb_m.
- 9.6I. Un recipiente perfectamente aislado contiene aire inicialmente a 15 psia y 90 °F. En el interior del recipiente se mueve una rueda de paletas por medio de un mecanismo exterior hasta que la presión alcanza 18 psia. Determinése (a) el trabajo real necesario, (b) el trabajo útil reversible (o variación de exergía) asociado al cambio de estado, y (c) la irreversibilidad. Todas las respuestas se darán en Btu/lb_m. Tómese $T_0 = 90^\circ\text{F}$ y $P_0 = 15$ psia.
- 9.7I. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a 15 °F hasta una presión final de 160 psia. El proceso es

adiabático, y el rendimiento del compresor es el 75 por 100. Determinése (a) el trabajo real requerido, en Btu/lb_m, (b) la temperatura real de salida, en grados Fahrenheit, (c) el trabajo útil mínimo necesario, en Btu/lb_m, para el estado final real hallado en el apartado b, y (d) la irreversibilidad del proceso, en Btu/lb_m. Adviértase que $T_0 = 60^\circ\text{F}$ y $P_0 = 1\text{ atm}$.

- 9.8I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene vapor de agua. Antes de la expansión el estado del vapor de agua es 160 psia, 500°F y $0,10\text{ ft}^3$. Después de la expansión la presión y el volumen son 20 psia y $0,65\text{ ft}^3$, respectivamente. El calor intercambiado durante el proceso es $-0,80\text{ Btu}$, y el entorno está a 80°F y 14,7 psia. Determinése (a) el trabajo real, (b) el trabajo útil reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso. Todas las soluciones se darán en Btu.
- 9.9I. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,88 lb_m de agua inicialmente a 300°F y 150 psia. Durante una expansión isoterma e internamente reversible al agua se le suministra una cantidad de calor de 811 Btu desde una fuente térmica a 1.100°F . El estado del ambiente es 530°R y 14,8 psia. Determinése en Btu (a) el trabajo real, (b) el trabajo útil reversible, y (c) la irreversibilidad del proceso.
- 9.10I. Una fuente térmica a 1.500°R suministra calor a 1 lb_m de aire que se mantiene a una presión constante de 100 psia en un dispositivo cilindro-émbolo. Durante el proceso, la temperatura del aire del interior del cilindro cambia desde 540 hasta 940°F . El entorno está a 14,7 psia y 540°R . Haciendo uso de los datos de la Tabla A.5I, determinése, en Btu/lb_m, (a) el calor suministrado, (b) el trabajo útil real, (c) el trabajo útil reversible, y (d) la irreversibilidad.
- 9.11. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime refrigerante 134a desde vapor saturado a -4°C hasta una presión final de 9 bar. El proceso es adiabático, y el rendimiento del compresor es el 78 por 100. Determinése (a) el trabajo real necesario, en kJ/kg, (b) la temperatura real de salida, en grados Celsius, (c) el trabajo útil mínimo requerido, en kJ/kg, para el estado final real hallado en el apartado b, y (d) la irreversibilidad del proceso, en kJ/kg. Adviértase que $T_0 = 20^\circ\text{C}$ y $P_0 = 1\text{ bar}$.
- 9.12. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene vapor de agua. Antes de la expansión el estado del vapor de agua es 10 bar, 280°C y $0,010\text{ m}^3$. Después de la expansión la presión y el volumen son 1,5 bar y $0,060\text{ m}^3$, respectivamente. Durante el proceso, el calor transferido es $-0,80\text{ kJ}$, y el entorno está a 20°C y 1 bar. Determinése (a) el trabajo real, (b) el trabajo útil reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso. Todas las soluciones se darán en kilojulios.
- 9.13. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene 0,44 kg de agua inicialmente a 160°C y 1 MPa. Durante una expansión isoterma e internamente reversible al agua se le suministra una cantidad de calor de 988 kJ desde una fuente térmica a 600°C . El estado del ambiente es 298 K y 0,1 MPa. Determinése en kJ (a) el trabajo real, (b) el trabajo útil reversible, y (c) la irreversibilidad del proceso.
- 9.14. Una fuente térmica a 830 K suministra calor a 1 kg de aire que se mantiene a una presión constante de 6 bar en un dispositivo cilindro-émbolo. Durante el proceso la temperatura del aire del interior del cilindro varía desde 287 hasta 507°C . El entorno está a 1 bar y 290 K. Haciendo uso de los datos de la Tabla A.5, determinése, en kJ/kg, (a) el calor transferido, (b) el trabajo útil real, (c) el trabajo útil reversible, y (d) la irreversibilidad.

- 9.15. El aire contenido en un dispositivo cilindro-émbolo se expansiona desde 6 bar, 77°C y $0,060\text{ m}^3$ hasta 3,5 bar y $0,150\text{ m}^3$. Durante el proceso se le suministra al aire una cantidad de calor de 65 kJ desde una fuente térmica a 600 K. La atmósfera está a 1 bar y 300 K. (a) Determinése, en kJ, el trabajo útil reversible asociado al proceso. (b) Determinése la irreversibilidad del proceso, en kJ.
- 9.16. Un recipiente rígido contiene refrigerante 134a inicialmente a 2 bar, una calidad del 50,4 por 100 y un volumen de $0,10\text{ m}^3$. Se suministra calor desde una fuente térmica a 100°C hasta que la presión alcanza 5 bar. Determinése (a) la cantidad de calor suministrada, en kJ, y (b) el trabajo útil reversible asociado al proceso global, en kJ, si $T_0 = 24^\circ\text{C}$.
- 9.17. Un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción contiene 0,88 kg de dióxido de carbono inicialmente a 2 bar y 17°C . Se suministra calor desde una fuente térmica a 700 K hasta que el volumen ocupado por el gas se duplica. Con los datos de la Tabla A.9, determinése, en kJ, (a) la cantidad de calor suministrado, y (b) el trabajo útil reversible asociado al proceso global si el proceso es a presión constante, $T_0 = 290\text{ K}$ y $P_0 = 1\text{ bar}$.
- 9.18I. El aire contenido en un dispositivo cilindro-émbolo se expansiona desde 100 psia, 140°F y $2,0\text{ ft}^3$ hasta 60 psia y 5 ft^3 . Durante el proceso se le suministra al aire una cantidad de calor de 75 Btu desde una fuente térmica a 1.000°R . La atmósfera está a 1 atm y 500°R . Determinése, en Btu, (a) el trabajo útil reversible asociado al proceso, y (b) la irreversibilidad del proceso.
- 9.19I. Un recipiente rígido contiene refrigerante 134a inicialmente a 30 psia, una calidad del 46,7 por 100 y un volumen de $3,0\text{ ft}^3$. Se suministra calor desde una fuente térmica a 300°F hasta que la presión alcanza 80 psia. Determinése, en Btu, (a) la cantidad de calor suministrada, en kJ, y (b) el trabajo útil reversible asociado al proceso global si $T_0 = 70^\circ\text{F}$.
- 9.20. Un recipiente aislado contiene 0,250 kg de nitrógeno inicialmente a 140 kPa y 25°C . En el interior del recipiente se mueve una rueda de paletas por medio de un mecanismo exterior hasta que la presión alcanza 180 kPa. Determinése, en kJ, (a) el trabajo comunicado por la rueda de paletas y (b) la irreversibilidad del proceso si la atmósfera está a 96 kPa y 22°C .
- 9.21I. Un recipiente aislado contiene 0,250 lb_m de nitrógeno inicialmente a 16 psia y 70°F . En el interior del recipiente se mueve una rueda de paletas por medio de un mecanismo exterior hasta que la presión alcanza 26 psia. Determinése, en Btu, (a) el trabajo comunicado por la rueda de paletas, y (b) la irreversibilidad del proceso si la atmósfera está a 14,8 psia y 70°F .

EXERGÍA E IRREVERSIBILIDAD EN SISTEMAS CERRADOS

- 9.22. Un recipiente de $0,30\text{ m}^3$ contiene aire a 600 kPa y 600 K. La atmósfera está a 96 kPa y 300 K.
 (a) Determinése la exergía del aire, en kJ.
 (b) Ahora el aire experimenta una expansión libre hasta que el volumen que ocupa se duplica. Determinése la variación de exergía del sistema cerrado en kJ.
- 9.23. Determinése la exergía, en kJ, asociada a 50 kg de agua líquida a 0°C y 0,95 bar si el entorno está a 0,95 bar y 20°C .

- 9.24. Determinése, en kJ/kg, la exergía del vapor de agua en un sistema cerrado a 8,0 MPa y 400 °C, si el ambiente se encuentra a 0,10 MPa y 25 °C.
- 9.25I. Un recipiente de 10,0 ft³ contiene aire a 100 psia y 300 °F. La atmósfera está a 14,5 psia y 70 °F.
 (a) Determinése la exergía del aire, en Btu.
 (b) Ahora el aire experimenta una expansión libre hasta que el volumen que ocupa se duplica. Determinése la variación de exergía del sistema cerrado en Btu.
- 9.26I. Determinése la exergía, en Btu, asociada con 50 lb_m de agua líquida a 32 °F y 1 atm si el entorno está a 1 atm y 60 °F.
- 9.27I. Determinése, en Btu/lb_m, la exergía del vapor de agua en un sistema cerrado a 1.000 psia y 800 °F, si el ambiente se encuentra a 14,7 psia y 70 °F.
- 9.28I. Un dispositivo cilindro-émbolo sin fricción contiene 0,88 lb_m de dióxido de carbono inicialmente a 20 psia y 40 °F. Se suministra calor desde una fuente térmica a 740 °F hasta que el volumen ocupado por el gas se duplica. Con los datos de la Tabla A.9I, determinése, en Btu, (a) la cantidad de calor suministrado, (b) la exergía del estado final, y (c) el trabajo útil reversible asociado al proceso global si el proceso es a presión constante, $T_0 = 60$ °F y $P_0 = 14,7$ psia.
- 9.29I. Un recipiente de 30,0 ft³ contiene aire a 200 psia y 360 °F. El aire se enfría cediendo calor, hasta que su temperatura alcanza los 80 °F. El entorno se encuentra a 1 atm y 80 °F. Determinése, en Btu, (a) la exergía de los estados inicial y final, (b) el trabajo útil reversible, y (c) la irreversibilidad del proceso.
- 9.30. Dos fuentes a 1.000 y 600 K intercambian entre sí una cantidad de calor de 50 kJ. La temperatura del ambiente es 280 K. Determinése, en kJ, (a) la variación neta de exergía, y (b) la irreversibilidad del proceso.
- 9.31. Una fuente térmica a T_F cede 100 kJ en forma de calor al ambiente cuya temperatura es 300 K. Determinése, en kJ, la exergía transferida y la irreversibilidad del proceso de transferencia de calor para los valores de T_F (a) 1.000 K, y (b) 600 K.
- 9.32. Un recipiente de 0,80 m³ contiene aire a 12 bar y 227 °C. El aire se enfría, extrayéndole calor, hasta que su temperatura alcanza los 27 °C. El entorno se encuentra a 1 bar y 27 °C. Determinése, en kJ, (a) la exergía de los estados inicial y final, (b) el trabajo útil reversible, y (c) la irreversibilidad del proceso.
- 9.33. Un acumulador eléctrico es capaz de suministrar una energía de 1 kWh. Determinése el volumen, en metros cúbicos, de aire almacenado en un recipiente a 27 °C y 20 bar que se necesita para tener teóricamente la misma capacidad de trabajo. El estado del ambiente es 27 °C y 1 bar.
- 9.34. En un sistema cerrado se mezclan 50 kg de agua a 0 °C y 0,95 bar con 30 kg de agua a 80 °C y 0,95 bar. Determinése el trabajo útil reversible asociado con el cambio de estado de (a) los 50 kg de agua, y (b) los 30 kg de agua. Obténgase, en kJ, (c) la variación de la exergía del proceso adiabático global, y (d) la irreversibilidad, si $T_0 = 20$ °C y $P_0 = 1$ bar.
- 9.35. Un bloque de aluminio de 5 kg a 300 °C se pone en contacto térmico con otro bloque de cobre de 10 kg inicialmente a -50 °C. El contacto se mantiene hasta que se alcanza el equilibrio térmico. El proceso es adiabático y las capacidades térmicas específicas del aluminio y el cobre valen 0,99

- y 0,38 kJ/kg · °C, respectivamente. Determinése, en kJ, la variación de exergía (a) del bloque de aluminio, (b) del bloque de cobre, y (c) del proceso global. (d) Obténgase la irreversibilidad en kJ, si $T_0 = 27$ °C.
- 9.36. Determinése la exergía de la unidad de masa de un gas ideal que se halla en el interior de un sistema cerrado a una temperatura T (distinta de T_0 del ambiente), pero a una presión P que es la misma que la del ambiente P_0 . Utilizando los conocimientos que se tienen de las relaciones de propiedades del gas ideal, exprésese la respuesta en función de T_0 , P_0 , T y las constantes del gas que se precisen.
- 9.37. Determinése la exergía de la unidad de masa de un gas ideal que se halla en el interior de un sistema cerrado a una temperatura T_0 igual a la del ambiente, pero a una presión P que es distinta a la del ambiente P_0 . Utilizando los conocimientos que se tienen de las relaciones de propiedades del gas ideal, exprésese la repuesta en función de T_0 , P_0 , P y las constantes del gas que se precisen.
- 9.38I. En un sistema cerrado se mezclan 50 lb_m de agua a 40 °F y 14,6 psia con 30 lb_m de agua a 160 °F y 14,6 psia. Determinése el trabajo útil reversible asociado con el cambio de estado de (a) las 50 lb_m de agua, y (b) las 30 lb_m de agua. Obténgase, en Btu, (c) la variación de la exergía del proceso adiabático global, y (d) la irreversibilidad, si $T_0 = 70$ °F y $P_0 = 14,6$ psia.
- 9.39I. Un bloque de aluminio de 5 lb_m a 250 °F se pone en contacto térmico con otro bloque de cobre de 10 lb_m inicialmente a 30 °F. El contacto se mantiene hasta que se alcanza el equilibrio térmico. El proceso es adiabático y las capacidades térmicas específicas del aluminio y el cobre valen 0,225 y 0,092 Btu/lb_m · °R, respectivamente. Determinése, en Btu, la variación de exergía (a) del bloque de aluminio, (b) del bloque de cobre, y (c) del proceso global. (d) Obténgase después la irreversibilidad en Btu, si $T_0 = 80$ °F.

TRABAJO REVERSIBLE E IRREVERSIBILIDAD EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

- 9.40. A una turbina que funciona en régimen estacionario entra aire a 300 kPa y 480 K y sale a 100 kPa y 380 K. El proceso es adiabático, y el entorno se encuentra a 100 kPa y 20 °C. Calcúlese (a) el trabajo real obtenido, (b) el trabajo reversible en eje obtenible, y (c) la irreversibilidad, todo ello en kJ/kg.
- 9.41. A una turbina entra vapor de agua a 30 bar y 400 °C y en régimen estacionario se expande hasta 1 bar y 120 °C. Las condiciones del ambiente son 1 bar y 27 °C. Despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, determinése, en kJ/kg, (a) el trabajo real desarrollado, (b) el trabajo en eje reversible, y (c) la irreversibilidad.
- 9.42. A un compresor funcionando en régimen estacionario entra aire a 1,4 bar, 17 °C y 70 m/s. Éste sale del dispositivo adiabático a 4,2 bar, 147 °C y 110 m/s. Determinése, en kJ/kg, (a) el trabajo real suministrado, (b) el trabajo reversible necesario, y (c) la irreversibilidad si $T_0 = 17$ °C y $P_0 = 1$ bar.
- 9.43. Se comprime, en régimen estacionario, refrigerante 134a desde vapor saturado a -12 °C hasta un estado final de 8 bar y 50 °C. Determinése, en kJ/kg, en este proceso adiabático (a) el trabajo real requerido, (b) el trabajo mínimo necesario, y (c) la irreversibilidad, si $T_0 = 20$ °C y $P_0 = 1$ bar.

- 9.44I. A una turbina que funciona en régimen estacionario entra aire a 45 psia y 400 °F y sale a 15 psia y 200 °F. El proceso es adiabático, y el entorno se encuentra a 14,7 psia y 70 °F. Calcúlese (a) el trabajo real obtenido, (b) el trabajo reversible en eje obtenible, y (c) la irreversibilidad, todo ello en Btu/lb_m.
- 9.45I. A una turbina entra vapor de agua a 400 psia y 700 °F y en régimen estacionario se expande adiabáticamente hasta 14,7 psia y 250 °F. Las condiciones del ambiente son 14,7 psia y 80 °F. Despreciando las variaciones en las energías cinética y potencial, determínese, en Btu/lb_m, (a) el trabajo real desarrollado, (b) el trabajo en eje reversible, y (c) la irreversibilidad.
- 9.46I. A un compresor funcionando en régimen estacionario entra aire a 20 psia, 50 °F y 200 ft/s. Éste sale del dispositivo adiabático a 50 psia, 260 °F y 350 ft/s. Determínese, en Btu/lb_m, (a) el trabajo real suministrado, (b) el trabajo reversible requerido, y (c) la irreversibilidad si $T_0 = 40$ °F y $P_0 = 1$ atm.
- 9.47I. Se comprime en régimen estacionario refrigerante 134a desde vapor saturado a -10 °F hasta un estado final de 100 psia y 120 °F. El flujo volumétrico a la entrada es 4 ft³/min. Determínese en Btu/min, en este proceso adiabático (a) el trabajo real requerido, (b) el trabajo mínimo necesario, y (c) la irreversibilidad, si $T_0 = 60$ °F y $P_0 = 1$ atm.
- 9.48. A una válvula de expansión entra refrigerante 134a como líquido saturado a 6 bar y sale a 2 bar. Determínese la irreversibilidad del proceso en kJ/kg si (a) es adiabático, y (b) el fluido recibe una cantidad de calor de 4,0 kJ/kg de la atmósfera, que se halla a 1 bar y 27 °C.
- 9.49. En una válvula se expande vapor de agua saturado desde 30 bar hasta 7 bar. Si la temperatura atmosférica es 12 °C, calcúlese la irreversibilidad del proceso en kJ/kg.

EXERGÍA, IRREVERSIBILIDAD Y RENDIMIENTO EXERGÉTICO EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

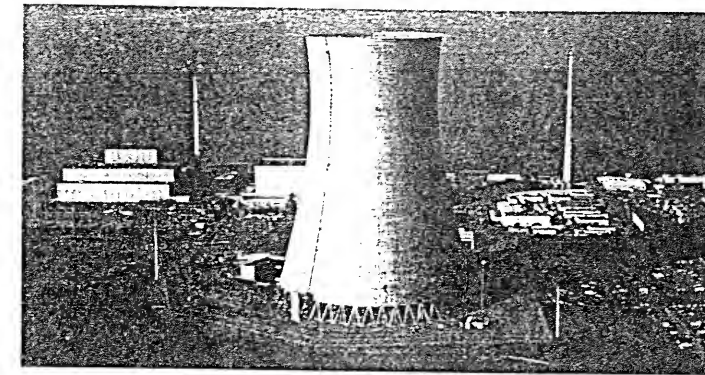
- 9.50. A una turbina entra un flujo másico de vapor de agua de 50.000 kg/h a 80 bar y 560 °C. Cuando el vapor alcanza en la expansión el estado de 20 bar y 440 °C se efectúa un sangrado del 25 por 100 de la corriente. El resto sale de la turbina como vapor saturado a 0,10 bar. Determínese (a) la exergía del vapor en los tres estados considerados, en kJ/kg, (b) la potencia máxima que puede obtenerse en kW, y (c) la potencia real obtenida, en kW, si la expansión es adiabática. El ambiente está a 1 bar y 20 °C.
- 9.51. En un cambiador de calor se enfría un aceite desde 440 hasta 320 K intercambiando calor con una corriente de agua que entra al cambiador de calor a 20 °C con un flujo másico de 3.000 kg/h. El flujo másico del aceite es 750 kg/h y su capacidad térmica específica media es 2,30 kJ/kg · °C. Calcúlese la variación de la exergía de flujo en kJ/h, (a) de la corriente de aceite, y (b) de la corriente de agua. Después obténgase (c) la pérdida de exergía en el proceso global, y (d) la irreversibilidad del proceso en kJ/h, si $T_0 = 17$ °C.
- 9.52. En un condensador entra un flujo másico de 5 kg/min de refrigerante 134a a 14 bar y 80 °C, y sale en un estado de 52 °C y 13,9 bar. Determínese la pérdida de exergía, en kJ/min, si el fluido refrigerante en el condensador es agua que entra a 12 °C y 7 bar y sale a 24 °C y 7 bar. Tómese $T_0 = 15$ °C.

- 9.53. Un calentador abierto del agua de alimentación funciona a 7 bar. Por una sección entra como líquido comprimido a 35 °C, mientras que por otra entra vapor de agua sobrecalentado. Las corrientes se mezclan y del calentador sale el agua como líquido saturado. Determínese la variación de la exergía de flujo en kJ/min si el flujo másico del líquido comprimido es 4,370 kg/min y el flujo del vapor sobrecalentado es 1.000 kg/min. Se dan $T_0 = 20$ °C y $P_0 = 1$ bar.
- 9.54I. En una válvula se expansiona vapor de agua saturado desde 400 psia hasta 100 psia. Si la temperatura atmosférica es 50 °F, calcúlese la irreversibilidad del proceso en Btu/lb_m.
- 9.55I. A una turbina entra un flujo másico de vapor de agua de 100.000 lb_m/h a 1.000 psia y 1.100 °F. Cuando en la expansión el vapor alcanza el estado de 300 psia y 800 °F se efectúa un sangrado del 25 por 100 de la corriente. El resto sale de la turbina como vapor saturado a 1 psia. Determínese (a) la exergía del vapor en los tres estados considerados en Btu/lb_m, (b) la potencia máxima que puede obtenerse en hp, y (c) la potencia real, en hp, si la expansión es adiabática. El ambiente está a 14,7 psia y 70 °F.
- 9.56I. En un cambiador de calor se enfría un aceite desde 260 hasta 120 °F intercambiando calor con una corriente de agua que entra al cambiador de calor a 70 °F y con un flujo másico de 4.000 lb_m/h. El flujo másico del aceite es 1.500 lb_m/h y su capacidad térmica específica media es 0,55 Btu/lb_m · °R. Calcúlese la variación de la exergía de flujo en Btu/h, (a) de la corriente de aceite, y (b) de la corriente de agua. Después obténgase (c) la pérdida de exergía en el proceso global, y (d) la irreversibilidad del proceso en Btu/h, si $T_0 = 60$ °F.
- 9.57I. En un condensador entra un gasto másico de 10 lb_m/min de refrigerante 134a a 200 psia y 180 °F, y sale en un estado de 120 °F y 190 psia. Determínese la pérdida de exergía en Btu/min, si el fluido refrigerante en el condensador es agua que entra a 55 °F y 90 psia y sale a 75 °F y 90 psia. Tómese $T_0 = 60$ °F.
- 9.58I. Un calentador abierto del agua de alimentación funciona a 100 psia. Por una sección entra como líquido comprimido a 100 °F, mientras que por otra entra vapor de agua sobrecalentado. Las corrientes se mezclan y del calentador sale el agua como líquido saturado. Determínese la variación de la exergía de flujo en Btu/min si el flujo másico del líquido comprimido es 4,690 lb_m/min y el flujo másico del vapor sobrecalentado es 1.000 lb_m/min. Se dan $T_0 = 60$ °F y $P_0 = 1$ atm.
- 9.59. En una turbina se expansiona, adiabáticamente y en régimen estacionario, aire desde 6 bar y 560 K hasta 1,0 bar. Las variaciones de las energías cinética y potencial son despreciables, y las condiciones del ambiente son 1 bar y 27 °C. Si el rendimiento adiabático de la turbina es el 88 por 100, utilícese la tabla de datos del aire para determinar:
- El trabajo real de expansión en kJ/kg.
 - La temperatura real de salida en kelvin.
 - El trabajo reversible obtenible para el mismo estado final que el obtenido en el apartado b.
 - La irreversibilidad en kJ/kg.
 - El rendimiento exergético.
- 9.60. A una turbina entra vapor de agua a 40 bar, 500 °C y 140 m/s y sale como vapor saturado a 100 °C y 80 m/s. Se ha medido que el trabajo obtenido es 746,0 kJ/kg, y la temperatura media T_f de la superficie exterior de la turbina puede tomarse como la media de las temperaturas de entrada y

salida del vapor de agua. (a) Determinése la variación de exergía y la irreversibilidad, ambas en kJ/kg, para el proceso en el interior de la turbina. (b) Ahora, amplíese el volumen de control de manera que se incluya en él el ambiente local a 25°C . Obténgase la variación de exergía y la irreversibilidad en esta nueva situación.

- 9.61. Se comprime aire adiabática y estacionariamente desde 2 bar y 27°C hasta 4 bar. Despréciense las variaciones de las energías cinética y potencial. El trabajo suministrado es 80,6 kJ/kg, $P_0 = 1$ bar y $T_0 = 27^\circ\text{C}$. Determinése (a) la irreversibilidad del proceso, (b) la variación de la exergía de flujo en kJ/kg, y (c) el rendimiento exergético del proceso.
- 9.62. En una válvula perfectamente aislada térmicamente se expansiona nitrógeno gaseoso inicialmente a 3,6 bar y 27°C hasta una presión de 1,1 bar. La temperatura ambiente es 15°C . Determinése (a) la variación de la exergía de flujo, y (b) la irreversibilidad del proceso, en kJ/kg.
- 9.63. En un secador de pelo manual entra un flujo másico de aire atmosférico de 0,015 kg/s a 22°C , 100 kPa y 3,6 m/s, y sale a 87°C , 100 kPa y 9,0 m/s. Utilizando los datos de la Tabla A.5, y suponiendo un funcionamiento adiabático, obténgase (a) la potencia real suministrada al secador, (b) la potencia mínima necesaria para variar las condiciones de entrada del aire hasta las de salida, y (c) la irreversibilidad por unidad de tiempo en kW, si $T_0 = 22^\circ\text{C}$.
- 9.64. En un cambiador de calor entra un flujo de agua líquida de 50 kg/s a 0,2 MPa y 90°C , y sale a la misma presión y 120°C . El calor suministrado a la corriente de agua proviene de otra corriente de aire caliente que entra al cambiador de calor a 680 K y 0,30 MPa y sale a 460 K y la misma presión. Determinése (a) la variación de exergía de la corriente de agua, (b) la variación de exergía de la corriente de aire, y (c) la irreversibilidad global del proceso de intercambio de calor, dando todas las respuestas en kW. La temperatura ambiente es 290 K.

MEZCLAS NO REACTIVAS DE GASES IDEALES



Torre de refrigeración hiperbólica en la planta de potencia nuclear de Nine Mile Point, cercana a Oswego, NY.

Las leyes fundamentales de la Termodinámica introducidas hasta ahora poseen validez general. Sin embargo, en la aplicación de estas leyes a sistemas cerrados y abiertos se han estudiado principalmente sistemas con una única especie química. Las expresiones analíticas, las tablas y las gráficas que se han presentado relacionan propiedades intensivas intrínsecas tales como P , v , T , u , h , s , c_v y c_p para sistemas de un solo componente. Como en muchas de las aplicaciones propias de la Ingeniería intervienen sistemas multicomponentes, es esencial conocer los métodos para evaluar las propiedades de tales sistemas.

La descripción completa de un sistema multicomponente requiere especificar no solamente dos propiedades, como la presión y la temperatura de la mezcla, sino también la composición. Así, propiedades como u , h , v y s de una mezcla son diferentes para cada composición. Téngase en cuenta, sin embargo, que se dispone con facilidad de las propiedades de los componentes individuales. De ahí que idear reglas para promediar las propiedades de los componentes puros individuales, de modo que el valor resultante sea representativo de la composición global, constituya un método para evaluar las propiedades de la mezcla. En este capítulo se utiliza esta aproximación para modelar el comportamiento de las mezclas de gases ideales en general y del caso especial de las mezclas aire-vapor de agua.

10.1. ANÁLISIS DE LA COMPOSICIÓN DE LAS MEZCLAS DE GASES

Generalmente, la composición de una mezcla se especifica en función tanto de la masa de cada componente como del número de moles de cada uno. El análisis referido a la masa (o al peso) de una mezcla recibe el nombre de *análisis gravimétrico*. Para una mezcla no reactiva de gases, la masa total de la mezcla m_m es la suma de las masas de cada uno de los k componentes. Esto es

$$m_m = m_1 + m_2 + \cdots + m_k = \sum_{i=1}^k m_i \quad [10.1]$$

La *fracción másica* mf_i del componente i -ésimo se define como

$$mf_i \equiv \frac{m_i}{m_m} \quad [10.2]$$

Si se divide la Ecuación [10.2] entre m_m , se observa claramente que la suma de las fracciones másicas de todos los componentes de una mezcla es igual a la unidad

$$\sum_{i=1}^k mf_i = 1 \quad [10.3]$$

Si el análisis de una mezcla de gases se basa en la cantidad de sustancia o el número de moles de cada uno de los componentes presentes, el análisis recibe el nombre de *análisis molar*. El número total de moles N_m de una mezcla viene dado por

$$N_m = N_1 + N_2 + \cdots + N_k = \sum_{i=1}^k N_i \quad [10.4]$$

y la fracción molar y_i de un componente cualquiera se define como

$$y_i = \frac{N_i}{N_m} \quad [10.5]$$

La división de la Ecuación [10.4] por N_m indica que la suma de las fracciones molares de una mezcla de gases es igual a la unidad

$$\sum_{i=1}^k y_i = 1 \quad [10.6]$$

De la definición de masa molar M_i de un componente, se tiene que la masa de un componente se encuentra relacionada con el número de moles de dicho componente por

$$m_i = N_i M_i \quad [10.7]$$

De manera análoga, se define la *masa molar aparente* (o masa molar media) de una mezcla de gases M_m como

$$M_m = \frac{m_m}{N_m} \quad [10.8]$$

La sustitución sucesiva de las Ecuaciones [10.1], [10.7] y [10.5] en la Ecuación [10.8] conduce a

$$M_m = \frac{m_m}{N_m} = \frac{\sum m_i}{N_m} = \frac{\sum N_i M_i}{N_m} = \sum_{i=1}^k y_i M_i \quad [10.9]$$

La masa molar media o aparente de una mezcla de gases es entonces la suma, extendida a todos los componentes, del producto de la fracción molar de cada componente por su masa molar.

Como ejemplo de aplicación de esta última relación, se puede determinar la masa molar aparente del aire atmosférico del modo siguiente. Si se desprecia la presencia de trazas de otros componentes, el aire seco (sin tener en cuenta el vapor de agua) tiene una composición aproximada de 78,08 por 100 de N_2 , 20,95 por 100 de O_2 , 0,93 por 100 de Ar y 0,035 por 100 de CO_2 en moles. Sustituyendo estos valores en la Ecuación [10.9] se tiene que

$$M_{\text{aire seco}} = 0,7808(28,01) + 0,2095(32,0) + 0,0093(39,94) + 0,00035(44,01) = 28,97 \text{ kg/kmol}$$

Este es el valor que generalmente se cita para el aire seco, según se observa en la Tabla A.2.

Sustituyendo las Ecuaciones [10.7] y [10.8] en la Ecuación [10.2] y recurriendo también a la Ecuación [10.5], se encuentra una relación entre las fracciones másicas y las fracciones molares. El resultado es

$$mf_i = y_i \frac{M_i}{M_m} \quad [10.10]$$

Para utilizar la Ecuación [10.10] hay que calcular primero la masa molar media de la mezcla M_m . Recuérdese también que la constante específica de un gas ideal puro se relaciona con la constante universal de los gases mediante $R = R_u/M$. De manera análoga, se define la *constante aparente del gas* R_m , de una mezcla de gases, como

$$R_m = \frac{R_u}{M_m} \quad [10.11]$$

En los dos ejemplos siguientes se aplican las relaciones anteriores, en las que intervienen variables que hacen referencia a la composición.

El análisis molar de un combustible gaseoso da como resultado 20 por 100 de CH_4 , 40 por 100 de C_2H_6 y 40 por 100 de C_3H_8 . Determínese (a) el análisis gravimétrico en función de las fracciones másicas, (b) la masa molar aparente de la mezcla, y (c) la constante aparente del gas.

EJEMPLO 10.1

Solución

Datos. El análisis molar de un combustible gaseoso hidrocarbonado, según se indica en la Figura 10.1.

Incógnitas. (a) las mf_i , (b) M_m , y (c) R_m .

Modelo. Mezcla de gases ideales.

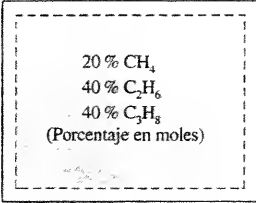


Figura 10.1. Análisis molar de la mezcla de gases del Ejemplo 10.1.

Tabla 10.1.

(1) Componente	(2) Moles por 100 mol de mezcla N_i		(3) Masa molar M_i	=	(4) Masa por 100 mol de mezcla m_i	(5) Análisis gravimétrico $mf_i(\%)$
CH ₄	20	×	16	=	320	9,76
C ₂ H ₆	40	×	30	=	1.200	36,59
C ₃ H ₈	40	×	44	=	1.760	53,65
Total	100				3.280	100,00

Análisis. (a) Se desconocen los moles reales de cada uno de los componentes. Es conveniente elegir 100 mol como base de cálculos posteriores. De este modo, los porcentajes del análisis del combustible son también números de moles por cada 100 mol de mezcla. (No es importante si se expresan los moles en kmol o lbmol.) En la columna 2 de la Tabla 10.1 se da la lista de estos valores. La columna 3 recoge la masa molar de cada uno. Recuerdese que la masa molar de cada componente viene dada por $N_i M_i$ (Ec. [10.7]). Por tanto, la masa de cada componente por cada 100 mol de mezcla se obtiene multiplicando para cada especie el valor de la columna 2 por el de la columna 3. El resultado se recoge en la columna 4. El número del final de la columna 4 es la suma de las masas m_m . El análisis gravimétrico entonces se obtiene dividiendo la masa de cada componente entre m_m . Los valores de los mf_i resultantes (en tantos por ciento) se muestran en la columna 5. Adviértase que el análisis gravimétrico de la columna 5 es bastante diferente del análisis molar de la columna 2.

(b) La suma de la columna 4 es la masa de la mezcla por cada 100 mol de la misma. Por tanto, la masa por mol M_m es $3.280/100 = 32,80$. Un método alternativo de determinación de la masa molar aparente consiste en utilizar la Ecuación [10.9]. En este caso

$$M_m = \sum y_i M_i = 0,20(16) + 0,40(30) + 0,40(44) = 32,8$$

que concuerda con el cálculo anterior. Las soluciones de los apartados a y b son independientes de si los datos están en unidades del SI o del USCS.

(c) La constante aparente del gas se calcula con la Ecuación [10.11]. Su valor depende del valor de R_u elegido en un conjunto particular de unidades. En unidades del SI, por ejemplo, una opción es

$$R_m = \frac{R_u}{M_m} = \frac{8,314 \text{ kJ/mol} \cdot \text{K}}{32,8 \text{ kg/kmol}} = 0,253 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Una elección posible, en unidades del USCS, podría ser

$$R_m = \frac{R_u}{M_m} = \frac{10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}}{32,8 \text{ lb}_m/\text{lbmol}} = 0,327 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$$

Comentario. Aunque no sea necesario, resulta muy conveniente el tipo de cálculo en forma de tabla mostrado en este ejemplo.

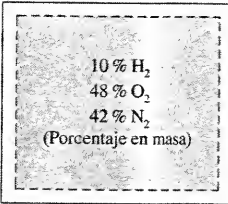


Figura 10.2. Análisis gravimétrico del Ejemplo 10.2.

Tabla 10.2.

(1) Componente	(2) Masa m_i		(3) Masa molar M_i	=	(4) Masa por unidad de masa de mezcla N_i	(5) Fracción molar y_i
H ₂	0,10	÷	2	=	0,050	0,6250
O ₂	0,48	÷	32	=	0,015	0,1875
CO	0,42	÷	44	=	0,015	0,1875
Total	1,00				0,080	1,0000

Solución

Datos. El análisis gravimétrico de la mezcla de gases mostrada en la Figura 10.2.

Incógnitas. (a) las y_i , (b) M_m , y (c) R_m .

Modelo. Mezcla de gases ideales.

Análisis. (a) Los cálculos se desarrollan por unidad de masa de la mezcla. En las tres primeras columnas de la Tabla 10.2 se recogen las especies químicas, las fracciones másicas y las masas molares respectivamente. En la columna 4 se reflejan los moles de cada una, por unidad de masa de mezcla, que se calculan dividiendo la columna 2 entre la columna 3. Entonces, la fracción molar de cada componente, en la columna 5, se determina dividiendo cada uno de los valores de la columna 4 entre el total de la misma columna. Adviértase que el hidrógeno, que se encuentra presente en una menor cantidad en el análisis gravimétrico, es el que posee el mayor porcentaje en moles.

(b) La masa molar aparente se obtiene con mayor facilidad a partir del último valor de la columna 4

$$M_m = \frac{1}{\text{moles/unidad de masa de mezcla}} = \frac{1}{0,080} = 12,5$$

(c) La constante aparente del gas se determina con la Ecuación [10.11]

SI:
$$R_m = \frac{R_u}{M_m} = \frac{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K}}{12,5 \text{ kg/kmol}} = 6,65 \times 10^{-3} \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}$$

USCS:
$$R_m = \frac{R_u}{M_m} = \frac{10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}}{12,5 \text{ lb}_m/\text{lbmol}} = 0,858 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$$

Se pueden calcular otros valores de R_m empleando otros valores de R_u tomados de la Tablas A.1 y A.11.

Comentario. En algunos casos, más que las fracciones másicas, se conocerán inicialmente las masas de cada componente. En este caso, se colocarán en la columna 2 las masas conocidas en lugar de las fracciones másicas. Cuando se dividan estas masas entre las masas molares de la columna 3, la columna 4 contendrá los moles de cada componente de la mezcla, en lugar de los moles por unidad de masa de mezcla. Sabiendo los moles de cada componente, se tienen las fracciones molares de cada componente en la columna 5.

EJEMPLO 10.2

Una mezcla está compuesta por 10 por 100 de hidrógeno, 48 por 100 de oxígeno y 42 por 100 de monóxido de carbono, en masa. Determinése (a) el análisis molar en tantos por ciento, (b) la masa molar aparente, y (c) la constante aparente del gas en $\text{bar} \cdot \text{m}^3/\text{kg} \cdot \text{K}$ y en $\text{psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, si se trata de una mezcla de gases ideales.

10.2. RELACIONES PvT PARA MEZCLAS DE GASES IDEALES

La relación PvT para una mezcla de gases ideales se basa en dos tratamientos conocidos como el modelo de Dalton y el modelo de Amagat. Estos modelos se emplean tanto para mezclas de gases ideales como para mezclas de gases reales. La aplicación a mezclas de gases reales se presenta en el Capítulo 12.

10.2.1. EL MODELO DE DALTON

Un método de evaluación del comportamiento PvT de las mezclas de gases lo constituye el modelo conocido como la *ley de las presiones aditivas de Dalton*:

La presión total ejercida por una mezcla de gases es la suma de las presiones p_i de los componentes que ejercerían cada uno de los gases si estuvieran solos a la temperatura de la mezcla ocupando el volumen de ésta.

Por tanto, la ley de Dalton se puede escribir de la forma

$$P = p_1 + p_2 + \cdots + p_k = \sum_{i=1}^k p_i$$
 [10.12]

siendo p_i la *presión del componente i -ésimo* en la mezcla y $p_i = f(T, V)$. En la Figura 10.3 se muestra una representación física de la regla de las presiones aditivas para el caso de dos gases A y B. Cabe esperar que los gases ideales cumplan exactamente la ley de Dalton, puesto que el concepto de gas ideal implica que las fuerzas intermoleculares son despreciables y los gases, por tanto, actúan independientemente unos de otros.

La presión del componente ejercida por un gas en una mezcla de gases ideales, en virtud de la ley de Dalton, puede expresarse como

$$p_i = \frac{N_i R_u T}{V}$$
 [10.13]

donde T y V son la temperatura absoluta y el volumen de la mezcla. La presión total de la mezcla de gases ideales viene dada por

$$P = \frac{N_m R_u T}{V}$$
 [10.14]

Dividiendo la Ecuación [10.13] entre la Ecuación [10.14] se obtiene una relación entre la presión del componente p_i y su fracción molar y_i . Esto da como resultado

$$\frac{p_i}{P} = \frac{N_i R_u T/V}{N_m R_u T/V} = \frac{N_i}{N_m} = y_i$$

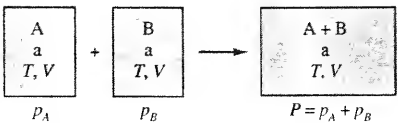


Figura 10.3. Representación esquemática de la ley de Dalton de las presiones aditivas.

o, en función de p_i ,

$$p_i = y_i P$$
 [10.15]

El producto $y_i P$ se define como la *presión parcial p'_i* de un gas. La presión parcial y la presión del componente son idénticas únicamente para mezclas de gases ideales.

10.2.2. EL MODELO DE AMAGAT

Otra descripción del comportamiento PvT de las mezclas de gases es la basada en la *ley de Amagat de los volúmenes aditivos*:

El volumen total de una mezcla de gases es la suma de los volúmenes de los componentes V_i que ocuparían cada uno de los gases si estuvieran solos a la temperatura y presión de la mezcla.

Esta ley viene expresada mediante la relación

$$V = V_1 + V_2 + \cdots + V_k = \sum_{i=1}^k V_i$$
 [10.16]

donde V_i es el *volumen del componente i -ésimo* y $V_i = f(T, P)$. En la Figura 10.4 se muestra una representación esquemática de la regla de los volúmenes aditivos para el caso de dos gases.

La descripción física del volumen del componente V_i para mezclas de gases ideales se lleva a cabo del modo siguiente: considérese una mezcla de dos gases ideales en un sistema de volumen V , con una presión total P y una temperatura T . Hipotéticamente, podrían separarse los gases, de modo que una de las sustancias ocupase sola una determinada parte del volumen y la otra llenase el volumen restante. La temperatura y la presión de cada gas por separado seguirían siendo idénticas. Los volúmenes que ocupan cada una son los volúmenes de los componentes de las dos sustancias. En la Figura 10.5 se representa esta separación hipotética de los dos gases (A y B) en regiones que representan sus volúmenes de los componente o volúmenes parciales, V_A y V_B .

El volumen del componente ocupado por un gas ideal en una mezcla de gases ideales viene dado por

$$V_i = \frac{N_i R_u T}{P}$$
 [10.17]

Ahora, si se divide la Ecuación [10.17] entre la ecuación del gas ideal escrita para el volumen de la mezcla, se obtiene

$$\frac{V_i}{V} = \frac{N_i R_u T/P}{N_m R_u T/P} = \frac{N_i}{N_m} = y_i$$
 [10.18]

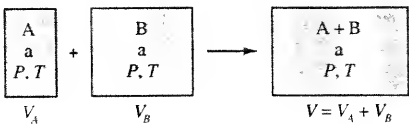


Figura 10.4. Representación esquemática de la ley de Amagat de los volúmenes aditivos.

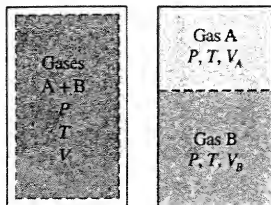


Figura 10.5. Separación hipotética de los gases A y B en regiones con volúmenes parciales.

Basándose en las Ecuaciones [10.15] y [10.18], resulta evidente que

$$y_i = \frac{p_i}{P} = \frac{N_i}{N_m} = \frac{V_i}{V} \quad (\text{gas ideal}) \quad [10.19]$$

Por tanto, para mezclas de gases ideales, la fracción molar, la fracción volumétrica y el cociente entre la presión del componente y la presión total sean iguales para un estado determinado. En el Ejemplo 10.2, la conversión de un análisis gravimétrico en un análisis molar descubrió una mezcla de gases con fracciones molares de 0,6250 de hidrógeno, 0,1875 de oxígeno y 0,1875 de monóxido de carbono. Por tanto, el análisis volumétrico de la mezcla es 62,50 por 100 de H_2 , 18,75 por 100 de O_2 y 18,75 por 100 de CO. El hecho de que el *análisis molar sea idéntico al análisis volumétrico en una mezcla de gases ideales* resulta de capital importancia. Ello permite convertir análisis volumétricos efectuados en el laboratorio en los análisis molares o gravimétricos necesarios en los cálculos termodinámicos.

10.3. ENERGÍA INTERNA, ENTALPÍA Y ENTROPÍA DE MEZCLAS DE GASES IDEALES

En una mezcla de gases ideales, la temperatura T es la misma a todos los gases de la mezcla, que ocupan un volumen V a una presión total P . Las presiones de los componentes vienen dadas por la magnitud $y_i P$. Aplicando la *ley de Gibbs-Dalton*, que es una generalización de la ley de Dalton de las presiones aditivas, se pueden obtener otras propiedades termodinámicas de los gases individuales y de la mezcla:

En una mezcla de gases ideales, cada componente de la mezcla se comporta como si estuviese solo en el sistema de volumen V y a la temperatura T de la mezcla.

Por tanto, todas las propiedades extensivas de la mezcla multicomponente pueden obtenerse sumando las contribuciones de cada uno de los componentes gaseosos.

10.3.1. EVALUACIÓN DE ΔU Y ΔH EN MEZCLAS DE GASES IDEALES

Basándose en la ley de Gibbs-Dalton, la energía interna total de la mezcla U_m viene dada por

$$U_m = U_1 + U_2 + \cdots + U_k = \sum_{i=1}^k U_i \quad [10.20]$$

La energía interna de cada componente puede expresarse como $U_i = N_i \bar{u}_i = m_i u_i$, siendo \bar{u}_i la energía interna específica en base molar y u_i la energía interna específica por unidad de masa. (Para indicar que es una magnitud molar se utiliza una barra sobre cualquier símbolo, como en \bar{u} .) Como consecuencia, la Ecuación [10.20] puede escribirse de las dos maneras siguientes

$$U_m = N_m \bar{u}_m = N_1 \bar{u}_1 + N_2 \bar{u}_2 + \cdots + N_k \bar{u}_k = \sum_{i=1}^k N_i \bar{u}_i \quad [10.21a]$$

y

$$U_m = m_m u_m = m_1 u_1 + m_2 u_2 + \cdots + m_k u_k = \sum_{i=1}^k m_i u_i \quad [10.21b]$$

donde u_m (o \bar{u}_m) es la energía interna específica de la mezcla. Resolviendo estas ecuaciones en la energía interna específica de la mezcla se encuentra que

$$\bar{u}_m = y_1 \bar{u}_1 + y_2 \bar{u}_2 + \cdots + y_k \bar{u}_k = \sum_{i=1}^k y_i \bar{u}_i \quad [10.22a]$$

y

$$u_m = m f_1 u_1 + m f_2 u_2 + \cdots + m f_k u_k = \sum_{i=1}^k m f_i u_i \quad [10.22b]$$

En el análisis energético de sistemas cerrados, lo que se necesita es la variación de energía interna. De las Ecuaciones [10.21] y [10.22] se obtiene directamente que tanto en base molar como por unidad de masa

$$\Delta U_m = \sum_{i=1}^k N_i \Delta \bar{u}_i \quad \text{o} \quad \Delta U_m = \sum_{i=1}^k m_i \Delta u_i \quad [10.23]$$

y la variación de energía interna específica, en base molar o por unidad de masa, se obtiene de

$$\Delta \bar{u}_m = \sum_{i=1}^k y_i \Delta \bar{u}_i \quad \text{o} \quad \Delta u_m = \sum_{i=1}^k m f_i \Delta u_i \quad [10.24]$$

La energía interna de una mezcla de gases ideales es función únicamente de la temperatura de la mezcla.

La entalpía de una mezcla de gases ideales también es la suma de las entalpías de los componentes individuales. Por ello, se pueden escribir unas ecuaciones análogas a las Ecuaciones [10.21] a la [10.24] para la función entalpía. La entalpía total de una mezcla H_m viene dada por

$$H_m = N_m \bar{h}_m = \sum_{i=1}^k N_i \bar{h}_i \quad \text{o} \quad H_m = m_m h_m = \sum_{i=1}^k m_i h_i \quad [10.25]$$

Las entalpías específicas de una mezcla de gases ideales en base molar y por unidad de masa son

$$\bar{h}_m = \sum_{i=1}^k y_i \bar{h}_i \quad \text{o} \quad h_m = \sum_{i=1}^k m f_i h_i \quad [10.26]$$

La variación de entalpía total en base molar y por unidad de masa es

$$\Delta H_m = \sum_{i=1}^k N_i \Delta \bar{h}_i \quad \text{y} \quad \Delta H_m = \sum_{i=1}^k m_i \Delta h_i \quad [10.27]$$

La variación de entalpía específica en base molar y por unidad de masa es

$$\Delta \bar{h}_m = \sum_{i=1}^k y_i \Delta \bar{h}_i \quad \text{y} \quad \Delta h_m = \sum_{i=1}^k m f_i \Delta h_i \quad [10.28]$$

La entalpía de una mezcla de gases ideales es únicamente función de la temperatura de la mezcla.

Los métodos para obtener los datos de energía interna y entalpía específicas de gases ideales puros que se necesitan en las ecuaciones anteriores se han expuesto en el Capítulo 4. Las tablas de propiedades de gas ideal contienen valores de u_i y h_i (o de \bar{u}_i y \bar{h}_i) en función de la temperatura únicamente. También se pueden evaluar las variaciones de energía interna y entalpía a partir de datos de capacidades térmicas específicas. Recuérdese que para cada componente

$$\Delta u_i = c_{v,i} \Delta T \quad \text{y} \quad \Delta h_i = c_{p,i} \Delta T$$

donde $c_{v,i}$ y $c_{p,i}$ generalmente se toman constantes o iguales a la media aritmética correspondiente al intervalo de temperatura dado. Para una mezcla de gases ideales estas ecuaciones se escriben como

$$\Delta u_m = c_{v,m} \Delta T \quad \text{y} \quad \Delta h_m = c_{p,m} \Delta T \tag{10.29}$$

donde las capacidades térmicas específicas medias de una mezcla, en base molar o referidas a la masa, están definidas por

$$\bar{c}_{v,m} \equiv \sum_{i=1}^k y_i \bar{c}_{v,i} \quad \text{o} \quad c_{v,m} \equiv \sum_{i=1}^k m f_i c_{v,i} \tag{10.30}$$

y

$$\bar{c}_{p,m} \equiv \sum_{i=1}^k y_i \bar{c}_{p,i} \quad \text{o} \quad c_{p,m} \equiv \sum_{i=1}^k m f_i c_{p,i} \tag{10.31}$$

Así, en general, se pueden evaluar variaciones de energía interna y entalpía, tanto en base molar como por unidad de masa, dependiendo de si los datos disponibles están en base molar o referidos a la masa.

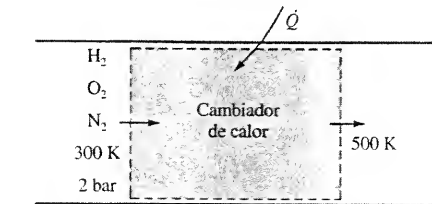
EJEMPLO 10.3

Considérese la mezcla de tres gases ideales estudiada en el Ejemplo 10.2 en un estado inicial a 300 K y 2 bar. La mezcla de gases circula por un cambiador de calor a presión constante hasta que su temperatura alcanza 500 K. Determinése el calor suministrado a la mezcla en kJ/kg, empleando (a) datos de c_p , y (b) datos de \bar{h} tabulados.

Solución

Datos. Una mezcla de gases circulando por un cambiador de calor, como se muestra en la Figura 10.6.

Incógnitas. q en kJ/kg, empleando (a) datos de c_p , y (b) datos de \bar{h} tabulados.



La mezcla de gases es 10 % H₂, 48 % O₂ y 42 % N₂, en masa

Figura 10.6. Esquema del cambiador de calor y datos del Ejemplo 10.3.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; mezcla de gases ideales; $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. Los balances de masa y energía aplicados al fluido en el cambiador de calor son

$$0 = \dot{m}_1 - \dot{m}_2 \quad \text{y} \quad 0 = \dot{Q}_{in} + \dot{m}_1 h_1 - \dot{m}_2 h_2$$

donde $\dot{W} = 0$ para el volumen de control en régimen estacionario y se desprecian las variaciones de energía cinética y potencial. Así que referido a la unidad de masa

$$q = h_2 - h_1$$

(a) Utilizando datos de c_p , la variación de entalpía específica de la mezcla se obtiene recurriendo a la Ecuación [10.28], a saber

$$\Delta h_m = \sum_{i=1}^k m f_i \Delta h_i$$

En la Tabla 10.3 se ofrece un resumen de los datos necesarios. Los análisis gravimétrico y molar se toman del Ejemplo 10.2 y los valores de c_p y \bar{h} de cada gas se obtienen de las Tablas A.3, A.7, A.8 y A.11. Como los datos de c_p están referidos a la masa, para obtener $c_{p,m}$ es necesario recurrir a la expresión de la Ecuación [10.31] que contiene las fracciones másicas. Además, se utiliza la media aritmética de c_p entre 300 y 500 K. Así

$$\begin{aligned} \Delta h_m &= \sum_{i=1}^k m f_i c_{p,i} \Delta T = \\ &= [0,10(14,420) + 0,48(0,945) + 0,42(1,051)] \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)} \times (500 - 300) \text{ K} = \\ &= 2,337 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \times 200 \text{ K} = 467,4 \text{ kJ/kg mezcla} \end{aligned}$$

Así pues

$$q = \Delta h_m = 467,4 \text{ kJ/kg mezcla}$$

(b) Como los datos de entalpía de las tablas están expresados en base molar, la entalpía de la mezcla se calcula empleando la expresión de la Ecuación [10.28], esto es

$$\begin{aligned} \Delta \bar{h}_m &= \sum_{i=1}^k y_i \Delta h_i = [0,6250(14.350 - 8.522) + 0,1875(14.770 - 8.736) + \\ &+ 0,1875(14.600 - 8.723)] \text{ kJ/kmol} = 5.876 \text{ kJ/kmol} \end{aligned}$$

Para referir este valor a kilogramos

$$\Delta h = \frac{\Delta \bar{h}}{M_m} = \frac{5.876 \text{ kJ/kmol}}{12,5 \text{ kg/kmol}} = 470,1 \text{ kJ/kg}$$

donde el valor de M_m se obtiene del Ejemplo 10.2.

Tabla 10.3.

Sustancia	$m f_i$	y_i	$c_{p,300\text{ K}}$ kJ/kg · K	$c_{p,500\text{ K}}$ kJ/kg · K	$h_{300\text{ K}}$ kJ/kmol	$h_{500\text{ K}}$ kJ/kmol
H ₂	0,10	0,6250	14,307	14,513	8.522	14.350
O ₂	0,48	0,1875	0,918	0,972	8.736	14.770
CO	0,42	0,1875	1,040	1,063	8.723	14.600

Comentario. El resultado del apartado *b* difiere en un 0,5 por 100 aproximadamente del dado en el apartado *a*, y ello se debe al empleo de capacidades térmicas específicas medias en este último.

10.3.2. EVALUACIÓN DE ΔS DE MEZCLAS DE GASES IDEALES

La entropía de una mezcla de gases ideales también se puede determinar basándose en la regla de Gibbs-Dalton. Como cada gas se comporta como si estuviera solo ocupando el volumen V del sistema a la temperatura T de la mezcla, se puede escribir

$$S_m = S_1(T, V) + S_2(T, V) + \dots + S_k(T, V) = \sum_{i=1}^k S_i(T, V) \quad [10.32]$$

La variación total de entropía de una mezcla de gases se determina a partir de la suma de las variaciones de entropía de los componentes individuales, o en base molar o por unidad de masa. Esto es

$$\Delta S_m = \sum_{i=1}^k N_i \Delta \bar{s}_i \quad \text{o} \quad \Delta S_m = \sum_{i=1}^k m_i \Delta s_i \quad [10.33]$$

De manera análoga, la variación de entropía específica en base molar o por unidad de masa es

$$\Delta \bar{s}_m = \sum_{i=1}^k y_i \Delta \bar{s}_i \quad \text{y} \quad \Delta s_m = \sum_{i=1}^k m f_i \Delta s_i \quad [10.34]$$

La variación de entropía de un gas ideal se expresa generalmente en función de la temperatura y la presión, en lugar de hacerlo en función de T y V del sistema. Recuérdese que para un gas ideal

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - R \frac{dp}{p} \quad [7.8]$$

En este caso se ha empleado el símbolo p para la presión porque, a la temperatura y volumen de la mezcla, la presión de cualquier componente de una mezcla de gases ideales se mide por su *presión del componente* (o presión parcial) y no por la *presión total* P del sistema. La variación de entropía específica de un gas ideal que forma parte de una mezcla, expresada en magnitudes intensivas, viene dada por

$$\Delta s_i = c_{p,i} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} \quad \text{o} \quad \Delta \bar{s}_i = \bar{c}_{p,i} \ln \frac{T_2}{T_1} - R_u \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} \quad [10.35]$$

en función de su presión parcial o del componente p_i . Recuérdese que la integral de $c_p dT/T$ viene dada en las tablas de gases por $s_2^0 - s_1^0$. Por tanto, la variación de entropía del componente i -ésimo de una mezcla de gases ideales se puede obtener también a partir de

$$\Delta s_i = s_{i2}^0 - s_{i1}^0 - R_i \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} \quad \text{o} \quad \Delta \bar{s}_i = \bar{s}_{i2}^0 - \bar{s}_{i1}^0 - R_u \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} \quad [10.36]$$

estando disponibles los datos de s^0 o \bar{s}^0 del componente. Cuando una mezcla de gases ideales experimenta un proceso sin cambio de composición, se mantiene constante la presión del componente de cada sustancia. En este caso, el valor de p_{i2}/p_{i1} es igual a P_2/P_1 de toda la mezcla.

En los procesos isentrópicos de un gas ideal puro, $T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma}$, siendo $\gamma = c_p/c_v$. Se puede emplear esta misma relación para una mezcla de gases ideales de composición constante que experimenta un proceso isentrópico. Esto es

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma_m-1)/\gamma_m} \quad [10.37]$$

donde $\gamma_m \equiv c_{p,m}/c_{v,m}$.

En un sistema adiabático cerrado y mediante un proceso internamente reversible se comprime, de 2 bar a 6 bar, una mezcla de gases ideales constituida por 0,20 kg de nitrógeno y 0,30 kg de dióxido de carbono. Teniendo en cuenta que las capacidades térmicas específicas varían, determínese (a) la temperatura final, (b) el trabajo necesario en kJ, y (c) la variación de entropía del nitrógeno y del dióxido de carbono en kJ/K. (d) Determínese la temperatura final utilizando datos de capacidades térmicas específicas constantes.

EJEMPLO 10.4

Solución

Datos. Se comprime adiabática y reversiblemente una mezcla de dos gases, como se muestra en la Figura 10.7.

Incógnitas. (a) T_2 , (b) W en kJ, (c) valores de ΔS en kJ/K, y (d) T_2 utilizando datos de capacidades térmicas específicas constantes.

Modelo. Sistema cerrado adiabático, mezcla de gases ideales, proceso internamente reversible.

Análisis. Los balances de energía y entropía para un sistema cerrado que experimenta un cambio de estado finito son

$$\Delta E = Q + W \quad \text{y} \quad \Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

Se pueden simplificar despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial ($\Delta E = \Delta U$) y recordando que en un proceso adiabático $Q = 0$ y en un proceso internamente reversible $\sigma = 0$. Los balances de energía y entropía quedan de este modo reducidos a

$$\Delta U = W \quad \text{y} \quad \Delta S = 0$$

(a) Para resolver en la temperatura final, se trabajará primero con el balance de entropía, ya que la ecuación de la energía tiene dos incógnitas U_2 y W . Para la mezcla de gases ideales, $\Delta S_m = \Delta S_{N_2} + \Delta S_{CO_2}$. Como se tienen datos en base molar en el Apéndice, se pondrá $\Delta S_i = N_i \Delta \bar{s}_i$. La variación de entropía queda

$$\Delta S_m = 0 = N_{N_2} \Delta \bar{s}_{N_2} + N_{CO_2} \Delta \bar{s}_{CO_2}$$

$$\begin{aligned} \text{donde} \quad N_{N_2} \Delta \bar{s}_{N_2} &= \frac{m_{N_2}}{M_{N_2}} \left(\Delta \bar{s}_{N_2}^0 - R_u \ln \frac{p_{N_2,2}}{p_{N_2,1}} \right) = \\ &= \frac{0,20 \text{ kg}}{28 \text{ kg/kmol}} \left(\bar{s}_{N_2}^0 - 191,682 - 8,314 \ln \frac{6}{2} \right) \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} = \\ &= (0,00714 \text{ kmol}) \bar{s}_{N_2}^0 - 1,434 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

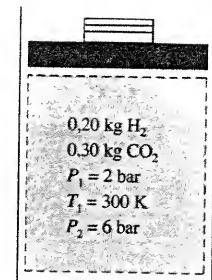


Figura 10.7. Esquema y datos de la compresión adiabática del Ejemplo 10.4.

$$\begin{aligned}
 y \quad N_{\text{CO}_2} \Delta \bar{s}_{\text{CO}_2} &= \frac{m_{\text{CO}_2}}{M_{\text{CO}_2}} \left(\Delta \bar{s}_{\text{CO}_2}^0 - R_u \ln \frac{p_{\text{CO}_2,2}}{p_{\text{CO}_2,1}} \right) = \\
 &= \frac{0,30 \text{ kg}}{44 \text{ kg/kmol}} \left(\bar{s}_{\text{CO}_2}^0 - 213,915 - 8,314 \ln \frac{6}{2} \right) \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} = \\
 &= (0,00682 \text{ kmol}) \bar{s}_{\text{CO}_2}^0 - 1,521 \text{ kJ/K}
 \end{aligned}$$

Nótese que el término p_{i2}/p_{i1} de cada gas se ha sustituido por el cociente de presiones de la mezcla total P_2/P_1 . Esto es válido porque $p_i = y_i P$ y la fracción molar de cada gas permanece constante durante el proceso. Sustituyendo los valores conocidos en el balance de entropía y reordenando, se tiene

$$(0,00714 \text{ kmol}) \bar{s}_{\text{N}_2}^0 + (0,00682 \text{ kmol}) \bar{s}_{\text{CO}_2}^0 = 2,955 \text{ kJ/K}$$

donde los dos términos de \bar{s}^0 son función únicamente de la temperatura. La solución de esta ecuación se obtiene por iteración. Se supone una temperatura final y se obtienen los valores de \bar{s}^0 de los dos gases en sus tablas respectivas. Si estos dos valores de \bar{s}^0 no satisfacen la ecuación, ha de suponerse otra temperatura hasta que se determine la temperatura final. En este caso

$$\text{A } 390 \text{ K: } \sum N_i \bar{s}_i^0 = 0,00714(199,331) + 0,00682(224,181) = 2,952 \text{ kJ/K}$$

$$\text{A } 400 \text{ K: } \sum N_i \bar{s}_i^0 = 0,00714(200,071) + 0,00682(225,225) = 2,965 \text{ kJ/K}$$

Interpolando, la temperatura final está próxima a 392 K.

(b) El trabajo necesario para el proceso de compresión adiabática de un sistema cerrado se vio que era

$$W = U_2 - U_1 = \sum N_i \Delta \bar{u}_i$$

Interpolando de nuevo para obtener el valor final de \bar{u}_i se tiene que

$$\begin{aligned}
 W &= 0,00714 \text{ kmol } (8,146 - 6,229) \text{ kJ/kmol} + \\
 &+ 0,00682 \text{ kmol } (9,784 - 6,939) \text{ kJ/kmol} = 33,1 \text{ kJ}
 \end{aligned}$$

(c) Las variaciones de entropía de los gases individuales en la mezcla se calculan aplicando la Ecuación [10.36]. Así, después de interpolar para obtener los valores finales de \bar{s}_i^0

$$\begin{aligned}
 \Delta S_{\text{N}_2} &= 0,00714 \text{ kmol} \times \left(199,479 - 191,682 - 8,314 \ln \frac{6}{2} \right) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = \\
 &= -0,00954 \text{ kJ/K}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Delta S_{\text{CO}_2} &= 0,00682 \text{ kmol} \times \left(224,391 - 213,915 - 8,314 \ln \frac{6}{2} \right) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} = \\
 &= 0,00915 \text{ kJ/K}
 \end{aligned}$$

Como el proceso global es isoentrópico, la suma de ΔS de los dos gases debería ser igual a cero. La pequeña diferencia que se obtiene aquí es debida a que la temperatura final no es exactamente 392 K. Nótese, sin embargo, que cada gas experimenta claramente su propia variación de entropía. Para una mezcla de dos gases, en un proceso isoentrópico, este cambio es siempre igual en módulo, pero de signo contrario.

(d) Como $\Delta S = 0$, también se puede estimar la temperatura final a partir de la relación $T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(\gamma_m - 1)/\gamma_m}$. El cociente de capacidades térmicas específicas ha de ser el valor medio correspondiente a la mezcla, esto es, $\gamma_m = c_{p,m}/c_{v,m}$. Para evaluar $c_{v,m}$ y $c_{p,m}$ se emplean las Ecuaciones [10.30] y [10.31]. Como se desconoce T_2 , hay que utilizar, o los datos de capacidad térmica específica a la temperatura inicial, o suponer la temperatura final y utilizar los datos de capacidad térmica específica medios en ese intervalo de tempe-

ratura. Si se supone que T_2 está alrededor de 400 K y se usan valores medios a 350 K, se tiene

$$c_{v,m} = \frac{[0,20(0,744) + 0,30(0,706)] \text{ kJ/K}}{(0,20 + 0,30) \text{ kg}} = 0,721 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$c_{p,m} = \frac{[0,20(1,041) + 0,30(0,895)] \text{ kJ/K}}{(0,20 + 0,30) \text{ kg}} = 0,953 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Por tanto, el cociente de capacidades térmicas específicas de la mezcla γ_m es $0,953/0,721 = 1,32$. La temperatura final T_2 es entonces

$$T_2 = T_1 \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{(\gamma_m - 1)/\gamma_m} = 300 \left(\frac{6}{2} \right)^{0,242} = 391 \text{ K}$$

Debido a que la variación de temperatura es relativamente pequeña, este resultado coincide prácticamente con el obtenido en el apartado a.

10.4. PROCESOS DE MEZCLA DE GASES IDEALES

Como se destacó anteriormente, cuando una mezcla de gases ideales experimenta un proceso sin cambio de composición, el valor de $p_{i2}/p_{i1} = P_2/P_1$. Sin embargo, cuando se mezclan dos o más gases puros o se ponen en contacto dos mezclas de gases, la presión del componente o la presión parcial de cada componente varía. Esta variación debe ser tenida en cuenta cuando se evalúan las variaciones de entropía de los componentes individuales.

Considérese un depósito rígido y aislado, dividido en varios compartimentos por medio de tabiques de separación, como se ilustra en la Figura 10.8. Cada compartimento está lleno con un gas ideal distinto y la presión total y la temperatura de cada gas puro son inicialmente las mismas. Si se retiran del depósito los tabiques, cada uno de los gases se expande en el volumen total del mismo y se alcanza un nuevo estado de equilibrio. En ausencia de interacciones calor y trabajo, la ecuación de la energía para un sistema cerrado se reduce a $\Delta U = 0$. En función de los componentes individuales, esta ecuación adopta la forma

$$U_1 = U_2$$

$$\text{o} \quad \sum N_{i1} \bar{u}_{i1} = \sum N_{i2} \bar{u}_{i2} \quad [10.38]$$

donde \bar{u}_{i1} y \bar{u}_{i2} son las energías internas específicas inicial y final del componente i -ésimo, respectivamente, y sólo dependen de la temperatura. Como los valores de N_i y \bar{u}_{i1} están fijados, la ecuación anterior exige que

$$U_2 = \sum N_{i2} \bar{u}_{i2} = U_1 \quad (\text{una constante})$$

Aunque los valores de N_i son constantes, téngase en cuenta que para cada componente \bar{u}_i aumenta al aumentar la temperatura. De este modo, si T_2 es distinto de T_1 , se cumplirá que U_2 no es igual a U_1 . Por tanto, para el caso en estudio la temperatura final debe ser igual a la inicial.

El efecto de mezclar varios gases, inicialmente a la misma presión y temperatura sobre la presión final puede obtenerse también utilizando la ecuación del gas ideal. Para un componente i cualquiera se puede escribir

$$\frac{p_{i2} V_{i2}}{p_{i1} V_{i1}} = \frac{N_i R_u T}{N_i R_u T}$$

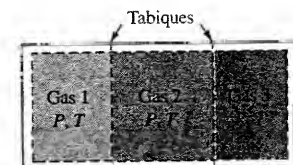


Figura 10.8. Un depósito rígido contiene tres gases puros separados inicialmente por tabiques y se encuentran a igual presión y temperatura.

$$\frac{p_{i2}}{p_{i1}} = \frac{V_{i1}}{V_{i2}} = \frac{V_{i1}}{V} = y_i$$

donde $V_{i2} = V$, el volumen total de la mezcla. De ahí que $p_{i2} = y_i p_{i1} = y_i P_{\text{inicial}}$. Si se suma sobre todos los componentes

$$P_{\text{final}} = \sum p_{i2} = \sum y_i P_{\text{inicial}} = P_{\text{inicial}}$$

Por tanto, tampoco cambia la presión en este caso particular.

En general, el estado final de una mezcla de gases ideales tras un proceso de mezcla se puede determinar aplicando el balance de energía, junto con los datos de propiedades de gases ideales. Los procesos de mezcla pueden tener lugar en sistemas cerrados o abiertos. La mezcla de dos o más gases es altamente irreversible y siempre produce entropía. La magnitud de esta producción o la producción de entropía por unidad de tiempo se puede calcular aplicando el balance de entropía al proceso de mezcla. Los ejemplos siguientes ilustran este procedimiento.

EJEMPLO 10.5

Un depósito rígido y aislado está dividido en dos compartimentos por un tabique de separación. Inicialmente, uno de los compartimentos está lleno con 0,02 kmol de nitrógeno a 2 bar y 20 °C. El otro compartimento contiene 0,03 kmol de dióxido de carbono a 1 bar y 20 °C. Se quita el tabique y se deja que se mezclen los gases. Determinése (a) la temperatura y la presión finales de la mezcla, y (b) la producción de entropía del proceso de mezcla.

Solución

Datos. Mezcla de dos gases separados por un tabique en un depósito rígido y aislado, según se muestra en la Figura 10.9.

Incógnitas. (a) T_2 , P_2 , y (b) σ_{mez} .

Modelo. Sistema cerrado, rígido y adiabático; gases ideales.

Análisis. (a) El balance de energía para el sistema cerrado de la Figura 10.9 es $Q + W = \Delta U$. Como tanto Q como W son cero, el balance de energía impone que $\Delta U = 0$. Con las bajas presiones de trabajo, se supone que los gases tienen comportamiento ideal y $\Delta U = \Delta U_{N_2} + \Delta U_{CO_2} = 0$. Utilizando datos de \bar{c}_v , la ecuación de la energía queda

$$0 = \Delta U_{N_2} + \Delta U_{CO_2} = [N\bar{c}_v(T_2 - T_1)]_{N_2} + [N\bar{c}_v(T_2 - T_1)]_{CO_2}$$

La temperatura final T_2 es la misma para cada gas y se encuentra entre 20 °C y 100 °C. Como primera aproximación, los valores de \bar{c}_v del nitrógeno y del dióxido de carbono se toman constantes a sus temperaturas iniciales. Estos valores son 0,746 y 0,649 kJ/kg · K respectivamente, referidos a la unidad de masa (Tabla A.3). En base molar son 20,9 y 28,6 kJ/kmol · K. Sustituyendo los valores numéricos en la ecuación de la energía anterior se llega a

$$0 = 0,02 \text{ kmol} \times \frac{20,9 \text{ kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \times (T_2 - 100^\circ\text{C}) + 0,03 \text{ kmol} \times \frac{28,6 \text{ kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \times (T_2 - 20^\circ\text{C})$$

Por tanto, como primera estimación $T_2 = 46,0^\circ\text{C}$. Como debería evaluarse \bar{c}_v a la temperatura media, se vuelve a calcular T_2 utilizando nuevas estimaciones de los valores de \bar{c}_v . Para el CO_2 a una $T_m = 33^\circ\text{C}$, $\bar{c}_v = 29,2 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$ y para el N_2 a una $T_m = 73^\circ\text{C}$, $\bar{c}_v = 20,8 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$. Sustituyendo estos valores de nuevo en la ecuación de la energía, se llega a un valor de T_2 de $45,8^\circ\text{C}$. No son necesarias más iteraciones.

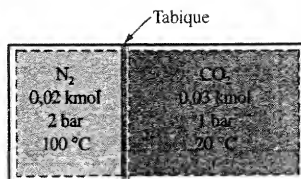


Figura 10.9. Esquema y datos de la mezcla de dos gases en un depósito rígido correspondiente al Ejemplo 10.5.

La presión final se determina a partir de la ecuación del gas ideal $PV = NR_uT$. El volumen total es la suma de los volúmenes de los compartimentos originales, que pueden también determinarse con la misma ecuación. De ahí que

$$V_{N_2,1} = \frac{NR_uT}{P} = \frac{(0,02 \text{ bar})(0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K})(373 \text{ K})}{2 \text{ bar}} = 0,310 \text{ m}^3$$

$$V_{CO_2,1} = \frac{0,03(0,08314)(293)}{1} = 0,731 \text{ m}^3$$

$$V_{\text{tot},1} = 0,310 + 0,731 = 1,041 \text{ m}^3 = V_2$$

Empleando las mismas unidades, resulta

$$P_2 = \frac{N_u R_u T_2}{V_m} = \frac{0,05(0,08314)(318)}{1,041} = 1,27 \text{ bar}$$

(b) La producción de entropía se obtiene de la ecuación fundamental del balance de entropía de un sistema cerrado

$$\Delta S = \int \frac{\delta Q}{T} + \sigma$$

Si no hay transferencia de calor, la producción de entropía es igual a la variación total de entropía, es decir, $\sigma = \Delta S$, resultando

$$\sigma = \Delta S = \Delta S_{N_2} + \Delta S_{CO_2}$$

Suponiendo comportamiento de gas ideal, la variación de entropía de cada componente individual viene dada por $\Delta S_i = N_i \Delta \bar{s}_i$ y la Ecuación [10.35] indica que

$$\Delta \bar{s}_i = \bar{c}_{p,i} \ln \frac{T_2}{T_1} - R_u \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}}$$

donde $p_i = y_i P$. Téngase en cuenta que cada gas ejerce solamente su presión del componente ocupando el volumen total y a la temperatura del sistema. Basándose en la Tabla A.3, el valor de \bar{c}_p del N_2 a 346 K es 29,1 kJ/kmol · K y el del CO_2 a 306 K es 38,2 kJ/kmol · K. Resolviendo en las dos variaciones de entropía, se obtiene que

$$\Delta S_{N_2} = 0,02 \text{ kmol} \left[29,1 \ln \frac{319}{373} - 8,314 \ln \frac{0,4(1,27)}{2} \right] \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} =$$

$$= 0,02(-4,55 + 11,39) \text{ kJ/K} = 0,137 \text{ kJ/K}$$

$$\Delta S_{CO_2} = 0,03 \text{ kmol} \left[37,4 \ln \frac{319}{293} - 8,314 \ln \frac{0,6(1,27)}{1} \right] \frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} =$$

$$= 0,03(3,18 + 2,26) = 0,163 \text{ kJ/K}$$

Por tanto, para el sistema completo

$$\sigma = \Delta S = (0,137 + 0,163) \text{ kJ/K} = 0,300 \text{ kJ/K}$$

Comentarios. (1) La variación de entropía de cada gas se podría haber calculado también con la Ecuación [10.36], que hace uso de los valores de s^0 de las tablas de gas.

(2) La producción de entropía de este proceso se debe a los factores siguientes: (a) los dos gases se encuentran inicialmente a distinta temperatura, (b) los gases están inicialmente a distinta presión y (c) los gases son distintos. Estos tipos de irreversibilidad se estudiaron anteriormente en el Apartado 6.4.

También se lleva a cabo la mezcla de gases ideales en sistemas abiertos en régimen estacionario. Los cálculos son fundamentalmente los mismos que en el caso de sistemas cerrados analizado anteriormente, excepto que deben emplearse los balances de energía y entropía correctos. Además, no existe un procedimiento general para evaluar la presión final a menos que se aporten datos adicionales sobre las condiciones de la corriente a la entrada y a la salida del volumen de control.

EJEMPLO 10.6

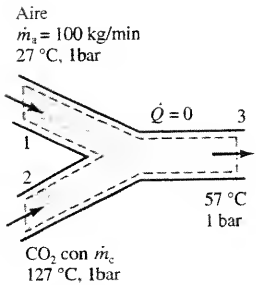


Figura 10.10. Esquema y datos de la mezcla adiabática en régimen estacionario del Ejemplo 10.6.

Se mezclan adiabáticamente 100 kg/min de aire a 27 °C y 1 bar con una corriente de dióxido de carbono a 27 °C y 1 bar para formar una mezcla gaseosa a 57 °C y 1 bar. Determine (a) el flujo másico de dióxido de carbono en kg/min, (b) las fracciones molares en la mezcla gaseosa final, y (c) la producción de entropía por unidad de tiempo en kJ/min · K.

Solución

Datos. Se mezclan adiabáticamente una corriente de aire y una de dióxido de carbono, como se muestra en la Figura 10.10.

Incógnitas. (a) \dot{m}_{CO_2} en kg/min, (b) y_i de la mezcla, y (c) $\dot{\sigma}$ en kJ/min · K

Modelo. Régimen estacionario, $\dot{Q} = \dot{W} = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$, gases ideales.

Análisis. (a) Los balances de masa y energía escritos para un volumen de control en régimen estacionario referidos a la unidad de tiempo, con dos entradas y una salida, se escriben

$$0 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 - \dot{m}_3$$

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \dot{m}_1 \left(h_1 + \frac{V_1^2}{2} + gz_1 \right) + \dot{m}_2 \left(h_2 + \frac{V_2^2}{2} + gz_2 \right) - \dot{m}_3 \left(h_3 + \frac{V_3^2}{2} + gz_3 \right)$$

En ausencia de transferencia de calor y trabajo y con variaciones de energías cinética y potencial despreciables, el balance en régimen estacionario queda

$$0 = \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 - \dot{m}_3 h_3$$

El balance de masa indica que $\dot{m}_3 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2$. Si se sustituye esta relación para \dot{m}_3 en el balance de energía anterior y se reorganiza el resultado, se obtiene

$$0 = \dot{m}_a (h_{a,3} - h_{a,1}) + \dot{m}_c (h_{c,3} - h_{c,2})$$

donde \dot{m}_a y \dot{m}_c representan aquí los flujos másicos \dot{m}_1 del aire y \dot{m}_2 del dióxido de carbono respectivamente, como se indica en la Figura 10.10. La única incógnita de esta ecuación es \dot{m}_c . Suponiendo que las sustancias son gases ideales, los datos de entalpía se obtienen de las Tablas A.5 y A.9. Los datos en moles del CO_2 deben convertirse a datos en masa. Así, una reordenación posterior de la ecuación de la energía conduce a

$$\begin{aligned} \dot{m}_c &= \dot{m}_a \frac{h_{a,3} - h_{a,1}}{h_{c,2} - h_{c,3}} = \\ &= 100 \text{ kg/min} \times \frac{44,01 \text{ kg}}{\text{kmol}} \times \frac{(330,34 - 300,19) \text{ kJ/kg}}{(13,372 - 10,570) \text{ kJ/kmol}} = 47,4 \text{ kg/min} \end{aligned}$$

donde 44,01 es la masa molar del dióxido de carbono.

(b) Los flujos molares de ambos gases son

$$\dot{N}_a = \frac{\dot{m}_a}{M_a} = \frac{100}{28,97} = 3,45 \text{ kmol/min}$$

$$\dot{N}_c = \frac{\dot{m}_c}{M_c} = \frac{47,4}{44,01} = 1,08 \text{ kmol/min}$$

El flujo molar total \dot{N}_m de la mezcla es 4,53 kmol/min. Por tanto,

$$y_a = \frac{\dot{N}_a}{\dot{N}_m} = \frac{3,45}{4,53} = 0,762 \quad \text{y} \quad y_c = \frac{\dot{N}_c}{\dot{N}_m} = \frac{1,08}{4,53} = 0,238$$

(c) El balance de entropía para el volumen de control en régimen estacionario viene dado por

$$0 = \dot{m}_1 s_1 + \dot{m}_2 s_2 - \dot{m}_3 s_3 + \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{ve}}$$

Utilizando el balance de masa con el balance de entropía de manera similar a como se utilizó anteriormente con el balance de energía, se encuentra que para el proceso de mezcla adiabática

$$\dot{\sigma}_{\text{ve}} = \dot{m}_a (s_{a,3} - s_{a,1}) + \dot{m}_c (s_{c,3} - s_{c,2})$$

La variación de entropía de cada gas se obtiene con la Ecuación [10.36]

$$\Delta s_i = s_{i2}^0 - s_{i1}^0 - R_i \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}}$$

En este caso $p_{i2} = y_i P_2$ y $p_{i1} = P_1$. Como $P_1 = P_2$, las ecuaciones quedan

$$\Delta s_i = s_{i2}^0 - s_{i1}^0 - R_i \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} = s_{i2}^0 - s_{i1}^0 - R_i \ln y_i$$

Aplicado a los dos gases ideales, se encuentra que

$$\Delta s_a = \left(1,79783 - 1,70203 - \frac{8,314}{28,97} \ln 0,762 \right) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,1738 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$\Delta s_c = \frac{(217,534 - 225,225 - 8,314 \ln 0,238) \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}}{44,01 \text{ kg/kmol}} = 0,0964 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

El uso de estos valores en la ecuación de la producción de entropía lleva a

$$\dot{\sigma}_{\text{ve}} = [100(0,1738) + 47,4(0,0964)] \text{ kJ/K} = 21,95 \text{ kJ/K} \cdot \text{min}$$

Comentarios. (1) Las irreversibilidades que originan la producción de entropía son: (a) las temperaturas diferentes, y (b) la composición diferente de las corrientes de entrada.

(2) No se trata de una mera coincidencia que haya sido posible manipular los distintos balances hasta conseguir los valores de Δh y Δs . Es una consecuencia directa de los resultados del Apartado 10.3. Cuando se emplea con mezclas de gases ideales, los métodos empleados en este ejemplo son muy comunes para sistemas abiertos y cerrados.

10.5. PROPIEDADES DE UNA MEZCLA DE UN GAS IDEAL Y UN VAPOR

Aunque las relaciones desarrolladas en los apartados anteriores entre las propiedades de las mezclas de gases ideales son de utilidad general, hay que admitir una complicación adicional cuando se trabaja con mezclas de gases. Existe siempre la posibilidad de que uno o más gases puedan encontrarse en un estado cercano a un estado de saturación del componente dado. Se ha visto que en una mezcla de gases ideales cada gas ejerce una presión igual a su presión del componente. Pero

ésta nunca puede ser mayor que la presión de saturación de ese componente a la temperatura de la mezcla. Cualquier intento de aumentar la presión del componente por encima de la presión de saturación provocará una condensación parcial del vapor. Por ejemplo, considérese el aumento de la presión total de una mezcla de gases ideales a temperatura constante. Como las fracciones molares de cada componente gaseoso son fijas (al menos temporalmente), la presión de cada componente aumenta en proporción directa al aumento de la presión total, esto es, $p_i = y_i P$. Sin embargo, si al ir aumentando cada vez más la presión, la presión de un componente cualquiera sobrepasa finalmente su presión de saturación a esa temperatura, el gas comenzará a condensar. En el diagrama Pv de la Figura 10.11a se ilustra este proceso. El gas que condensa en estas circunstancias suele recibir el nombre de *vapor*. Por tanto, a estas mezclas de gases ideales se las suele denominar *mezclas gas-vapor*.

Cuando una mezcla gas-vapor se enfría a presión constante, tiene lugar una situación análoga. En este caso, la presión del componente del vapor permanece constante (hasta el punto de condensación), pero finalmente la temperatura disminuye lo suficiente como para igualar la temperatura de saturación de la presión del componente dada. Cuando la temperatura desciende aún más, la presión de saturación correspondiente a esa temperatura se hace menor que la presión parcial real, y de ahí que condense algo de vapor. En el diagrama Ts de la Figura 10.11b se muestra el efecto que se produce al bajar la temperatura de una mezcla que contiene un vapor condensable, siendo el estado 2 el estado en el que comienza la condensación. El aire atmosférico constituye un ejemplo muy conocido de una mezcla de gases con un vapor condensable. La condensación del agua contenida en el aire según desciende la temperatura, formando rocío, es una experiencia corriente.

Muchos sistemas de interés en ingeniería implican la utilización de mezclas gas-vapor. Una de las aplicaciones más comunes e importantes es el acondicionamiento del aire atmosférico para el confort humano. De hecho, se ha desarrollado toda una industria (la industria HVAC) para atender las demandas de calefacción, ventilación y aire acondicionado de los edificios. En los apartados siguientes se limitará el estudio a las mezclas de dos componentes que contienen aire seco y vapor de agua. Estas mezclas reciben generalmente el nombre de *aire húmedo* o *aire atmosférico* y el estudio de su comportamiento se llama *psicrometría*.

La temperatura de una mezcla gas-vapor medida con un termómetro convencional se denomina *temperatura de bulbo seco*, T_1 en la Figura 10.11. En la Figura 10.11b se ha ilustrado un proceso en el que la temperatura de una mezcla gas-vapor disminuye mientras la presión total de la mezcla permanece constante. Cuando se enfría a presión constante una mezcla de aire seco y vapor de agua desde un estado no saturado, la temperatura a la que la mezcla se vuelve saturada, o a la que empieza la condensación, se llama *temperatura de rocío*. Por tanto, la temperatura del estado 2 en el diagrama Ts de la Figura 10.11b es la temperatura

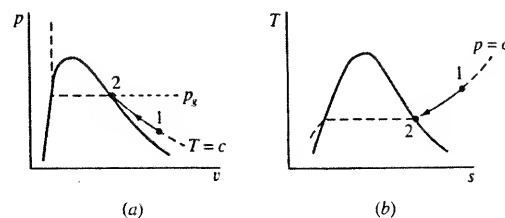


Figura 10.11. Efecto de aumentar la presión total o de bajar la temperatura en una mezcla de gases que contiene un vapor.

de rocío de una mezcla cualquiera para la que la presión parcial del vapor de agua esté representada por la línea de presión constante. La temperatura de rocío del aire atmosférico es igual a la temperatura de saturación del agua correspondiente a la presión parcial del vapor de agua que hay realmente en la mezcla. A una mezcla de aire seco y vapor de agua, saturada de agua, se la denomina frecuentemente como *aire saturado*.

Es necesario poder cuantificar la cantidad de agua presente en las mezclas no saturadas de aire seco y vapor de agua en un estado de la mezcla determinado. Esto puede llevarse a efecto utilizando las propiedades denominadas *humedad relativa* y *humedad específica* (o relación de humedad). La *humedad relativa* ϕ de una mezcla de gases ideales se define como el cociente entre la presión parcial del vapor en una mezcla y la presión de saturación del vapor a la temperatura de bulbo seco de esa mezcla. Si p_v representa la presión real del vapor y p_g la presión de saturación a la misma temperatura, entonces

$$\phi \equiv \frac{p_v}{p_g} \quad [10.39]$$

En el diagrama Ts de la Figura 10.12, que es una ampliación de los datos de la Figura 10.11b, se señalan las presiones empleadas para definir la humedad relativa. El estado 1 es el estado inicial del vapor de agua en la mezcla y su presión de vapor en ese estado es p_1 . Si este mismo vapor se encontrara en aire saturado a la misma temperatura, su presión tendría que ser necesariamente la correspondiente al estado 3, que es la presión de saturación p_g a esa temperatura. En función de las propiedades representadas en la Figura 10.12, $\phi = p_1/p_g$. (Con las propiedades del diagrama Pv de la Figura 10.11a, $\phi = p_1/p_{g,1}$.) La humedad relativa ϕ siempre es menor o igual que la unidad. Basándose en la hipótesis de que tanto el aire seco como el vapor de agua se comportan en la mezcla como gases ideales, la humedad relativa puede expresarse en función de los volúmenes específicos (o de las densidades) al igual que de las presiones parciales. Esto es

$$\phi = \frac{p_v}{p_g} = \frac{RT_v/v_v}{RT_g/v_g} = \frac{v_g}{v_v} = \frac{\rho_v}{\rho_g} \quad [10.40]$$

puesto que las temperaturas y las constantes del gas son iguales en la relación anterior.

La *relación de humedad* (o humedad específica) ω indica la cantidad de vapor de agua contenida en una mezcla con respecto a la cantidad de aire seco presente. Se define como el cociente entre la masa de vapor de agua m_v y la masa de aire seco m_a . Así

$$\omega \equiv \frac{m_v}{m_a} \quad [10.41]$$

Estas masas pueden expresarse en kilogramos o en libras-masa. Debe destacarse que la relación de humedad no es una medida de la fracción másica del vapor de agua en la mezcla.

La relación de humedad está directamente relacionada con la humedad relativa. Para hallar esta relación, primero se obtiene la relación de humedad en función de las presiones del componente de los dos gases que integran la mezcla. La masa de un gas ideal en una mezcla de gases viene dada por $m_i = p_i VM_i/R_u T$, siendo p_i la presión parcial y M_i la masa molar del componente. Sustituyendo esta expresión en la Ecuación [10.41], se obtiene que

$$\omega = \frac{p_v VM_v/R_u T}{p_a VM_a/R_u T} = \frac{M_v p_v}{M_a p_a}$$

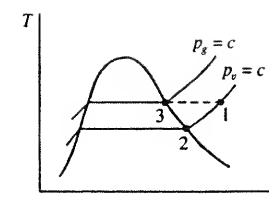


Figura 10.12. Diagrama Ts del vapor de agua presente en el aire atmosférico.

donde ambos gases ocupan el mismo volumen a la misma temperatura. El cociente entre las masas molares del agua y el aire seco es $M_v/M_a = 0,622$ y la presión parcial del aire seco es igual a $p_a = P - p_v$; así

$$\omega = 0,622 \frac{p_v}{p_a} = 0,622 \frac{p_v}{P - p_v} = 0,622 \frac{\phi p_g}{P - \phi p_g} \quad [10.42]$$

Por último, es posible relacionar la relación de humedad y la humedad relativa de una mezcla combinando las Ecuaciones [10.39] y [10.42]. Esto conduce a

$$\phi = \frac{p_v}{p_g} = \frac{p_a \omega}{0,622 p_g} \quad [10.43]$$

La presión de saturación p_g que se necesita en algunas de las relaciones anteriores se tiene, en función de la temperatura, en la tabla de saturación del agua con entrada en temperatura. Sin embargo, en cálculos de diseño puede ser necesaria esta relación presión-temperatura en forma de ecuación. Una ecuación sencilla con precisión razonable en unidades del SI es la siguiente

$$\ln [p_g/\text{bar}] = 12,1929 - \frac{4.109,1}{(T/K) - 35,50} \quad [10.44]$$

donde T es la temperatura en kelvin. En unidades del USCS

$$\ln [p_g/(\text{lb}_f/\text{in}^2)] = 14,9716 - \frac{7.490,8}{(T/^\circ\text{R}) - 61,05} \quad [10.45]$$

donde T es la temperatura en grados Rankine.

EJEMPLO 10.7

Un dispositivo cilindro-émbolo contiene una mezcla de 1 lbmol de aire seco y 0,015 lbmol de vapor de agua a 70 °F y 14,7 psia. Se enfría la mezcla hasta 40 °F a presión constante. Determínese (a) la relación de humedad inicial, (b) la humedad relativa inicial, (c) la temperatura de rocío inicial, y (d) la masa condensada por unidad de masa de aire seco.

Solución

Datos. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene aire seco y vapor de agua, como se muestra en la Figura 10.13. Se produce un enfriamiento hasta 40 °F.

Incógnitas. (a) ω_1 , (b) ϕ_1 , (c) $T_{\text{rocío}}$, y (d) Δm condensada.

Modelo. Sistema cerrado, mezcla de gases ideales, presión constante.

Análisis. (a) La relación de humedad inicial se obtiene con la definición de ω

$$\omega_1 = \frac{m_v}{m_a} = \frac{N_v M_v}{N_a M_a} = \frac{0,015(18,02)}{1,0(28,97)} = 0,00933 \text{ lb}_m \text{ agua/lb}_m \text{ aire seco}$$

(b) El valor de p_g a 70 °F tomado de la Tabla A.12I es igual a 0,3632 psia. Además

$$p_v = y_v P = (0,015/1,015)(14,7) = 0,2172 \text{ psia}$$

Utilizando la definición de ϕ , Ecuación [10.39]

$$\phi_1 = \frac{p_v}{p_g} = \frac{0,2172}{0,3632} = 0,598 \text{ (59,8 por 100)}$$

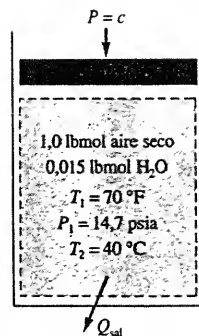


Figura 10.13. Esquema y datos de la mezcla de aire seco y vapor de agua del Ejemplo 10.7.

(c) La temperatura de rocío es la temperatura de saturación del vapor de la mezcla. Para una presión de vapor de 0,2172 psia, la interpolación lineal en la Tabla A.12I da una temperatura de 55,4 °F. Con la Ecuación [10.45] se obtiene el mismo resultado.

(d) La masa de agua que condensa al enfriar la mezcla hasta 40 °F se obtiene aplicando el balance de masa al agua que entra y sale del sistema. Teniendo en cuenta que en el estado final se hallan presentes en el sistema tanto vapor como agua líquida, el balance de masa aplicado al agua es

$$m_{v,1} = m_{v,2} + m_{\text{liq},2}$$

Nótese también que $m_{a,1} = m_{a,2} = m_a$. Dividiendo el balance de agua entre m_a y recordando que $\omega \equiv m_v/m_a$, se llega a

$$\omega_1 = \omega_2 + \frac{m_{\text{liq},2}}{m_a} \quad \text{o} \quad \frac{m_{\text{liq},2}}{m_a} = \omega_1 - \omega_2$$

Así, la masa de agua que condensa por unidad de masa de aire seco se mide por medio de $\Delta\omega$. En el apartado a se obtuvo el valor de 0,00933 lb_m agua/lb_m aire seco para ω_1 . La presión de saturación del estado 2 a 40 °F es de 0,1217 psia. Como el vapor está saturado a la salida

$$\omega_2 = 0,622 \frac{p_g}{P - p_g} = \frac{0,622(0,1217)}{14,7 - 0,1217} = 0,00519 \text{ lb}_m \text{ agua/lb}_m \text{ aire seco}$$

Por tanto

$$\frac{m_{\text{liq},2}}{m_a} = \omega_1 - \omega_2 = 0,00933 - 0,00519 = 0,00414 \text{ lb}_m \text{ agua/lb}_m \text{ aire seco}$$

Comentario. El agua comienza a condensar cuando la temperatura de la mezcla alcanza la temperatura de rocío, de 55,4 °F.

La entalpía de una mezcla de aire seco y vapor de agua es la suma de las entalpías de cada uno de los componentes individuales. Esto es

$$H_m = H_{\text{aire seco}} + H_{\text{vapor de agua}}$$

Por unidad de masa de aire seco, la entalpía específica se expresa

$$h_m = h_a + \omega h_v \quad [10.46]$$

donde h_a es la entalpía del aire seco y h_v la entalpía del vapor de agua. En los problemas con aire atmosférico, debido a la baja presión del vapor de agua, se puede evaluar h_v tomando h_g del vapor saturado a la temperatura de bulbo seco dada.

Se calculará a modo de ejemplo la entalpía específica de una mezcla de aire húmedo a 27 °C y 1,01 bar con una relación de humedad $\omega = 0,015 \text{ kg agua/kg aire seco}$. Para utilizar la Ecuación [10.46] se necesita h_a y h_v . La entalpía del aire seco se obtiene de la Tabla A.5, igual a $h_a = 300,19 \text{ kJ/kg aire seco}$. Análogamente, suponiendo $h_v \approx h_g$, la entalpía del vapor de agua saturado a 27 °C se obtiene de la Tabla A.12 y es $h_g = 2.550,8 \text{ kJ/kg agua}$. Sustituyendo estos valores en la Ecuación [10.46] anterior se tiene

$$\begin{aligned} h_m &= h_a + \omega h_v = 300,19 \text{ kJ/kg aire seco} + \\ &+ (0,015 \text{ kg agua/kg aire seco})(2.550,8 \text{ kJ/kg agua}) = \\ &= 338,45 \text{ kJ/kg aire seco} \end{aligned}$$

Es importante advertir que el valor numérico de h_m es arbitrario. La entalpía del aire seco se ha tomado de las tablas de gas ideal, donde $h_a = 0$ para $T = 0$ K y la entalpía del vapor de agua se ha tomado de las tablas del agua, en las que la entalpía del líquido saturado es cero a $0,01$ °C, el punto triple del agua. Cuando se calculan diferencias de entalpía, los valores de la entalpía del aire seco deben tener el mismo estado de referencia, es decir, deben tomarse de las mismas tablas. Puede decirse lo mismo para el agua.

Cuando se efectúan cálculos en psicrometría, resulta útil a menudo disponer de expresiones sencillas para la entalpía específica del aire seco, el vapor de agua, el aire húmedo y el agua líquida en función de la temperatura. Las ecuaciones básicas para las propiedades de estos gases ideales, vapor saturado y líquido comprimido, son

$$h_a = c_{p,a}(T - T_{ref}) + h_{a,ref} \quad (\text{aire seco}) \quad [10.47a]$$

$$h_v = h_{g,ref} + c_{p,v}(T - T_{ref}) \quad (\text{vapor de agua}) \quad [10.47b]$$

$$h_m = h_a + \omega h_v \quad (\text{aire húmedo}) \quad [10.47c]$$

$$h_f = h_{f,ref} + c_{p,liq}(T - T_{ref}) \quad (\text{agua líquida}) \quad [10.47d]$$

En unidades del SI, las expresiones anteriores quedan para h en kJ/kg

$$h_a = 1,005(T_C/^\circ\text{C}) \quad (\text{aire seco}) \quad [10.48a]$$

$$h_v = 2,501,7 + 1,82(T_C/^\circ\text{C}) \quad (\text{vapor de agua}) \quad [10.48b]$$

$$h_m = 1,005(T_C/^\circ\text{C}) + \omega[2,501,7 + 1,82(T_C/^\circ\text{C})] \quad (\text{aire húmedo}) \quad [10.48c]$$

$$h_f = 4,190(T_C/^\circ\text{C}) \quad (\text{agua líquida saturada}) \quad [10.48d]$$

donde T_C es la temperatura de bulbo seco en grados Celsius y $0^\circ\text{C} \leq T_C \leq 40^\circ\text{C}$. Las ecuaciones en el SI exigen que los valores de referencia, tanto de la entalpía del aire seco como del agua líquida saturada, sean cero a la temperatura de referencia de 0°C . En unidades USCS, las expresiones análogas para h en Btu/lb_m son

$$h_a = 0,240(T_F/^\circ\text{F}) \quad (\text{aire seco}) \quad [10.49a]$$

$$h_v = 1,061,5 + 0,435(T_F/^\circ\text{F}) \quad (\text{vapor de agua}) \quad [10.49b]$$

$$h_m = 0,240(T_F/^\circ\text{F}) + \omega[1,061,5 + 0,435(T_F/^\circ\text{F})] \quad (\text{aire húmedo}) \quad [10.49c]$$

$$h_f = 1,00(T_F/^\circ\text{F}) - 32,0 \quad (\text{agua líquida saturada}) \quad [10.49d]$$

donde T_F es la temperatura de bulbo seco en grados Fahrenheit y $32^\circ\text{F} \leq T_F \leq 110^\circ\text{F}$. Las ecuaciones en el USCS suponen igual a cero el valor de referencia para la entalpía del aire seco a 0°F , que la temperatura de referencia del vapor de agua también es 0°F y que la entalpía del agua líquida saturada es cero a 32°F .

Por último, es conveniente disponer de valores del volumen específico de la mezcla gas-vapor referidos a la unidad de masa de aire seco. Considérese una muestra de aire atmosférico con un volumen V_m tal que contenga la unidad de masa de aire seco más vapor de agua. El volumen V_m ocupado por la mezcla es el mismo que el volumen V_a ocupado por el componente aire seco. Por tanto,

$$v_m = \frac{V_m}{m_a} = \frac{V_a}{m_a} = v_a = \frac{R_a T}{p_a} = \frac{R_a T}{P - p_v} \quad [10.50]$$

donde p_a es la presión del componente y R_a es la constante específica del gas para el aire seco. En el ejemplo siguiente se ilustra la evaluación de las magnitudes anteriores.

EJEMPLO 10.8

Una mezcla de aire y vapor de agua a 25°C y 1 bar posee una humedad relativa del 50 por 100. Calcúlese (a) la relación de humedad, (b) la temperatura de rocío, (c) la entalpía en kJ/kg aire seco, y (d) el volumen específico en m^3/kg aire seco.

Solución

Datos. La mezcla de aire-vapor de agua de la Figura 10.14.

Incógnitas. (a) ω , (b) $T_{\text{rocío}}$ en $^\circ\text{C}$, (c) h en kJ/kg, y (d) v en m^3/kg .

Modelo. Mezcla gas ideal-vapor.

Análisis. (a) La relación de humedad se evalúa a partir de la Ecuación [10.45].

$$\omega = 0,622 \frac{p_v}{p_a} = 0,622 \frac{p_v}{P - p_v} = 0,622 \frac{\phi p_g}{P - \phi p_g}$$

La presión de saturación p_g del vapor de agua a 25°C , tomada de la Tabla A.12, es igual a 0,0317 bar. Por tanto, la presión real del vapor $p_v = \phi p_g = 0,50(0,0317) = 0,0159$ bar. Entonces

$$\omega_1 = \frac{0,622(0,0159)}{1,00 - 0,0159} = 0,01005 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

(b) Por definición, la temperatura de rocío es aquella a la que la presión real del vapor se convierte en la presión de saturación. De la Tabla A.12 se obtiene que la presión de vapor a 13°C es 0,01497 bar y a 14°C es 0,01598 bar. Por interpolación lineal se obtiene que la temperatura de rocío es aproximadamente $13,9^\circ\text{C}$.

(c) La entalpía puede determinarse por dos métodos. Si se emplean los datos de h a 25°C tabulados en las Tablas A.5 y A.12

$$\begin{aligned} h_m &= h_a + \omega h_v = \\ &= 298,33 \text{ kJ/kg aire seco} + (0,01005 \text{ kg agua/kg aire seco})(2,547,2 \text{ kJ/kg agua}) = \\ &= 323,93 \text{ kJ/kg aire seco} \end{aligned}$$

Un segundo método consiste en utilizar la Ecuación [10.48c] como aproximación. Sobre esta base

$$\begin{aligned} h_m &= 1,005T_C + \omega(2,501,7 + 1,82T_C) = \\ &= 1,005(25) + 0,01005[2,501,7 + 1,82(25)] = 50,72 \text{ kJ/kg aire seco} \end{aligned}$$

Adviértase la diferencia tan importante de resultados para el mismo estado. Estos cálculos resaltan el hecho de que la elección de la referencia para el aire seco y el agua puede afectar grandemente a los valores numéricos de la entalpía de la mezcla. Deben emplearse datos consistentes cuando se calcula Δh_m en los análisis energéticos.

(d) El volumen específico de la mezcla referido a la masa de aire seco se obtiene a partir de la Ecuación [10.50]

$$v = \frac{R_a T}{p_a} = \frac{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3}{29 \text{ kg} \cdot \text{K}} \times \frac{298 \text{ K}}{(1,0 - 0,0159) \text{ bar}} = 0,868 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}$$

El volumen específico del aire atmosférico oscila generalmente entre 0,80 y $0,95 \text{ m}^3/\text{kg}$.



Figura 10.14. Esquema y datos de la mezcla de aire seco y vapor de agua del Ejemplo 10.8.

10.6. TEMPERATURA DE SATURACIÓN ADIABÁTICA Y TEMPERATURA DE BULBO HÚMEDO

La composición de la mezcla es una de las propiedades necesarias para calcular los valores de entalpía de una mezcla gas-vapor. Para el aire húmedo, la relación de humedad ω es una medida del vapor de agua que hay en la mezcla; sin embargo, resulta difícil de medir de manera directa. Afortunadamente, la humedad relativa ϕ se mide fácilmente y puede utilizarse junto con la presión y la temperatura de la mezcla para calcular la relación de humedad con la Ecuación [10.42]. En la actualidad se dispone de sensores electrónicos que miden la humedad relativa en un intervalo de presiones y temperaturas con una precisión que está dentro del 1 por 100. Al menos por tres razones es importante otra técnica, basada en un proceso de saturación adiabática, que se emplea para determinar la relación de humedad. Primera, proporciona un método fundamental de calibración de los sensores electrónicos modernos. Segunda, proporciona una definición precisa de la temperatura de saturación adiabática, propiedad psicrométrica importante. Y por último, es un medio excelente para aprender cómo aplicar las relaciones de la Termodinámica en un proceso psicrométrico.

En el *proceso de saturación adiabática* se pone en contacto directo una corriente de aire húmedo no saturado con la superficie del agua líquida que se encuentra en un canal. En la Figura 10.15a se presenta un esquema del dispositivo experimental en el que tiene lugar el proceso de saturación adiabática en régimen estacionario, y en la Figura 10.15b se muestra el proceso para el componente agua en un diagrama Ts . Durante su funcionamiento, al canal entra aire húmedo sin saturar en el estado 1 con una temperatura de bulbo seco T_1 y una humedad relativa ϕ_1 inferior al 100 por 100. Se introduce agua líquida de aporte en el estado 3, y el proceso tiene lugar a temperatura constante. El aire húmedo que entra tomará una humedad adicional al entrar en contacto con el agua líquida, cederá energía al agua líquida y abandonará el dispositivo en el estado 2 a una temperatura T_2 y una humedad relativa ϕ_2 . Si el tiempo de contacto entre el aire húmedo y el agua líquida es suficientemente largo, el aire húmedo saldrá del dispositivo como mezcla saturada, esto es, $\phi_2 = 100$ por 100. Cuando se hace funcionar el dispositivo de modo que $\phi_2 = 100$ por 100, y T_3 del agua de aporte es igual a T_2 , la temperatura T_2 es igual a la *temperatura de saturación adiabática* $T_{sa,1}$ del aire húmedo a la entrada. En la Figura 10.15b se muestra mediante una línea de trazos el proceso de la mezcla de aire húmedo desde el estado 1 hasta el estado 2. Nótese que la temperatura de saturación adiabática $T_{sa,1}$ queda por debajo de la temperatura de bulbo seco T_1 y por encima de la temperatura de rocío del estado 1, $T_{rocío,1}$.

Si se conoce la temperatura de saturación adiabática $T_{sa,1}$, la temperatura de bulbo seco T_1 y la presión total P de una mezcla de aire húmedo en el estado 1, se puede calcular la relación de humedad ω_1 . Para probarlo, se escribe el balance de

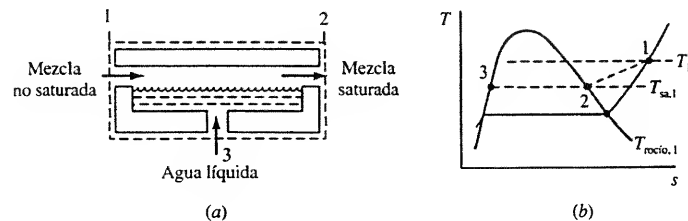


Figura 10.15. Descripción física del proceso de saturación adiabática y su representación en un diagrama Ts .

energía en régimen estacionario para el volumen de control de la Figura 10.15a. Las variaciones de las energías cinética y potencial en el proceso de saturación adiabática son despreciables y no hay suministro ni de calor ni de trabajo en este proceso. En estas condiciones, la ecuación de la energía se reduce a

$$0 = \dot{m}_{a1}h_{m,1} - \dot{m}_{a2}h_{m,2} + \dot{m}_w h_{w,3} \quad [a]$$

donde el subíndice w se refiere al agua líquida de aporte. Recordando la definición de entalpía de mezcla para el aire húmedo, $h_{mez} = h_a + \omega h_c$, la ecuación de la energía se puede escribir como

$$0 = \dot{m}_{a1}(h_a + \omega h_c)_1 - \dot{m}_{a2}(h_a + \omega h_c)_2 + \dot{m}_w h_{w,3} \quad [b]$$

Aplicando la conservación de la masa al aire seco se observa, como era de esperar, que $\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a$. Aplicando la conservación de masa al agua, se ve que

$$0 = \dot{m}_{e,1} - \dot{m}_{e,2} + \dot{m}_{w,3} \quad \text{o} \quad \dot{m}_{w,3} = \dot{m}_{e,2} - \dot{m}_{e,1} \quad [c]$$

Empleando la definición de relación de humedad, $\omega = \dot{m}_c/\dot{m}_a$, y la igualdad de los flujos máscicos de aire seco, el balance de masa del agua, Ecuación [c], puede reescribirse

$$\dot{m}_{w,3} = \dot{m}_a(\omega_2 - \omega_1) \quad [d]$$

Sustituyendo la Ecuación [d] en la Ecuación [b] y dividiendo entre \dot{m}_a se llega a

$$0 = (h_{a,1} + \omega_1 h_{c,1}) - (h_{a,2} + \omega_2 h_{c,2}) + (\omega_2 - \omega_1)h_{w,3}$$

Resolviendo esta ecuación en la relación de humedad ω_1 del aire húmedo que entra al proceso de saturación adiabática, se tiene la siguiente expresión

$$\omega_1 = \frac{(h_{a,2} - h_{a,1}) + \omega_2(h_{c,2} - h_{w,3})}{h_{c,1} - h_{w,3}} \simeq \frac{c_{p,a}(T_2 - T_1) + \omega_2(h_{g,2} - h_{w,3})}{h_{g,1} - h_{w,3}} \quad [e]$$

donde $\Delta h_a = c_{p,a} \Delta T$ y $h_c = h_g$. Si se hace funcionar el dispositivo de modo que el aire húmedo que sale esté saturado ($\phi_2 = 100$ por 100) y que el agua líquida de aporte se suministre a la misma temperatura que la del aire húmedo a la salida ($T_3 = T_2$), la temperatura T_2 del aire húmedo saturado que abandona el dispositivo es igual a la temperatura de saturación adiabática $T_{sa,1}$ de la corriente de aire húmedo que entra. Nótese que la temperatura de saturación adiabática es función únicamente de la presión del sistema, de la relación de humedad y de la temperatura de bulbo seco del aire húmedo a la entrada. Bajo estas condiciones específicas de funcionamiento, $h_{w,3} \simeq h_{f,2}$, $h_{g,2} - h_{f,2} = h_{fg,2}$ y $T_3 = T_2 = T_{sa,1}$. Sustituyendo estas últimas relaciones en la Ecuación [e] de ω_1 se llega al resultado buscado

$$\omega_1 = \frac{c_{p,a}(T_{sa,1} - T_1) + \omega_{sat,2}h_{fg,2}}{h_{g,1} - h_{f,2}} \quad [10.51]$$

donde $\omega_{sat,2}$, $h_{fg,2}$ y $h_{f,2}$ están medidos a la temperatura de saturación adiabática $T_2 = T_{sa,1}$. La expresión anterior relaciona la relación de humedad ω_1 con la temperatura de saturación adiabática $T_{sa,1}$, la presión total P y la temperatura de bulbo seco T_1 . Haciendo $\phi = 100$ por 100 en la Ecuación [10.42], se obtiene el valor de $\omega_{sat,2}$ de la expresión $\omega_{sat,2} = 0,622 p_{g,2}/(P - p_{g,2})$, en la que $p_{g,2}$ se evalúa de nuevo a $T_{sa,1}$.

Aunque la técnica de saturación adiabática conduce al resultado deseado, resulta difícil en la práctica alcanzar un estado saturado por este método sin emplear un canal de flujo extremadamente largo, cosa que resulta impracticable. En lugar de esto, para mezclas de aire-vapor de agua se emplea una temperatura equivalente a la temperatura de saturación adiabática, conocida como *temperatura de bulbo húmedo*. Esta temperatura se mide fácilmente con la técnica siguiente. Se cubre el bulbo de un termómetro corriente con una mecha empapada en agua. A continuación se hace pasar aire no saturado por la mecha humedecida hasta que se alcanza el equilibrio dinámico y la temperatura de la mecha (y del termómetro por tanto) alcanza un valor estable. Para mezclas de aire seco y vapor de agua a temperatura y presiones normales, la temperatura de bulbo húmedo, cuya determinación depende de flujos de calor y masa, constituye una muy buena aproximación a la temperatura de saturación adiabática. Así pues, la temperatura T_{sa} empleada en la Ecuación [10.51] para calcular la relación de humedad, generalmente es la temperatura de bulbo húmedo T_{bh} y con ella se obtiene un resultado con precisión suficiente. Esta correspondencia entre las temperaturas de bulbo húmedo y de saturación adiabática sólo se da en mezclas de aire húmedo a la presión atmosférica. No es válida para otras mezclas y otras presiones.

EJEMPLO 10.9

Una mezcla de aire atmosférico a 1 bar tiene una temperatura de bulbo seco de 24 °C y una temperatura de bulbo húmedo de 16 °C. Determinése (a) la relación de humedad, (b) la humedad relativa.

Solución

Datos. Aire atmosférico con las propiedades indicadas en la Figura 10.16.

Incógnitas. (a) ω , y (b) ϕ en kJ/kg aire seco.

Modelo. Mezcla de gases ideales.

Análisis. (a) La relación de humedad, o humedad específica, se calcula con la Ecuación [10.51]

$$\omega_1 = \frac{c_{p,a}(T_{sa,1} - T_1) + \omega_{sat,2}h_{fg2}}{h_{g1} - h_{f2}}$$

El valor de $\omega_{sat,2}$ de esta ecuación se determina a partir de la relación

$$\omega_{sat,2} = 0,622 \frac{\phi p_{g2}}{P - \phi p_{g2}}$$

En este caso particular $\phi = 1,0$ y p_{g2} es la presión de saturación a la temperatura de bulbo húmedo de 16 °C, igual a 0,01818 bar. Por tanto

$$\omega_{sat,2} = \frac{0,622(0,01818)}{1,0 - 0,01818} = 0,0115 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Las entalpías del agua en las fases líquida y vapor a 16 °C se encuentran en la Tabla A.12. Así, la Ecuación [10.51] da como resultado

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \frac{(1,0 \text{ kJ/kg} \cdot \text{C})(16 - 24)\text{C} + (0,0115 \text{ kg agua/kg aire seco})(2.463,6 \text{ kJ/kg agua})}{(2.545,4 - 67,2) \text{ kJ/kg agua}} = \\ &= 0,00820 \text{ kg agua/kg aire seco} \end{aligned}$$

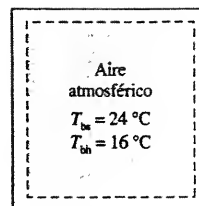


Figura 10.16. Esquema y datos del aire atmosférico del Ejemplo 10.9.

(b) La humedad relativa se calcula ahora con las Ecuaciones [10.45] y [10.42]. Primero

$$\omega_1 = 0,00820 = \frac{0,622p_v}{1,0 - p_v}$$

La solución de esta ecuación da un resultado de $p_v = 0,0130$ bar. Así, la humedad relativa de la Ecuación [10.42] es igual a

$$\phi = \frac{p_v}{p_g} = \frac{0,0130}{0,02985} = 0,436 \text{ (43,6 por 100)}$$

10.7. EL DIAGRAMA PSICROMÉTRICO

Para facilitar el cálculo y la visualización de los procesos en los que intervienen las mezclas de aire húmedo es útil representar gráficamente los parámetros importantes del aire húmedo en un diagrama conocido como *diagrama psicrométrico* o *carta psicrométrica*. En la Figura 10.17 se ofrece un bosquejo de diagrama psicrométrico. En las Figuras A.25 y A.251 del Apéndice se pueden encontrar unos diagramas psicrométricos completos en las unidades SI y USCS. El diagrama psicrométrico proporciona un método adecuado para obtener las propiedades de las mezclas de aire húmedo.

La temperatura de bulbo seco T_b , la relación de humedad ω y la presión total P son tres propiedades importantes del aire húmedo que se emplean para confeccionar un diagrama psicrométrico. Como la mayoría de los procesos psicrométricos tienen lugar a presión prácticamente constante, cada diagrama psicrométrico se construye para una única presión total. En este texto se estudiarán únicamente los diagramas confeccionados para la presión atmosférica estándar (101,324 kPa o 14,696 lb_f/in²). En la Figura 10.17, la temperatura de bulbo seco aparece en el eje horizontal y la relación de humedad se representa en el eje vertical. Las líneas de humedad relativa constante son curvas con la concavidad hacia arriba, que van desde la parte inferior izquierda del diagrama hasta la parte superior derecha. De interés especial es la *curva de saturación*. Esta línea representa el lugar de los estados en los que $\phi = 100$ por 100 y la mezcla de aire húmedo está saturada de vapor de agua. También se dibujan líneas adicionales de humedad relativa constante, que siguen la forma general de la curva de saturación. Para una presión total determinada, la relación de humedad, la humedad relativa y la temperatura

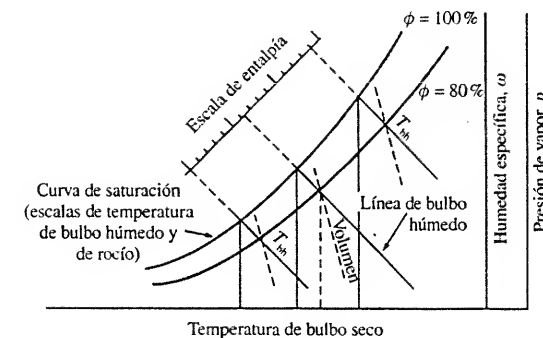


Figura 10.17. Esbozo del diagrama psicrométrico.

de aire seco están relacionadas matemáticamente a través de la Ecuación [10.42]. Algunos diagramas psicrométricos llevan también en un eje vertical aparte la presión de vapor p_v .

Con la Ecuación [10.51] ya se ha puesto de manifiesto que la temperatura de bulbo húmedo está directamente relacionada con la relación de humedad y la temperatura de bulbo seco de la mezcla. Las líneas de temperatura de bulbo húmedo constante van desde la parte superior izquierda del diagrama hasta la parte inferior derecha. Las líneas de temperatura de bulbo húmedo arrancan en la curva de saturación ($\phi = 100$ por 100) y sobre esta curva las temperaturas de bulbo húmedo y seco tienen el mismo valor. Las líneas de temperatura de rocío constante $T_{\text{rocío}}$ son paralelas a las líneas de relación de humedad constante y normalmente, tanto la escala de la temperatura de bulbo húmedo como la de la temperatura de rocío se encuentran a lo largo de la curva de saturación. Para mostrar cómo están relacionadas estas temperaturas, considérese una mezcla con $T_{\text{bs}} = 25^\circ\text{C}$ y $\phi = 50$ por 100. Yendo a la Figura A.25 del Apéndice, se parte del estado correspondiente al punto de intersección de los valores de T_{bs} y ϕ dados. Leyendo en el eje vertical, se encuentra que la relación de humedad es $0,010\text{ kg/kg}$ aire seco. La línea horizontal que pasa por el punto que representa el estado de la mezcla es también una línea de temperatura de rocío constante y corta a la curva de saturación a una $T_{\text{rocío}} = 14^\circ\text{C}$. La línea de temperatura de bulbo húmedo es la línea oblicua que pasa por el punto y corta a la curva de saturación a una $T_{\text{bh}} = 18^\circ\text{C}$. Para una mezcla de aire húmedo no saturado cualquiera, $\phi < 100$ por 100 y $T_{\text{rocío}} < T_{\text{bh}} < T_{\text{bs}}$. Para cualquier estado que se encuentre sobre la curva de saturación, las tres temperaturas son iguales.

Además de los parámetros anteriores, resulta útil disponer de información sobre la entalpía y el volumen específicos de la mezcla. Las líneas de entalpía específica constante h_m , son aproximadamente paralelas a las líneas de temperatura de bulbo húmedo constante. Durante un proceso de saturación adiabática, la temperatura de bulbo húmedo de la mezcla es constante. Además, la entalpía específica de la mezcla permanece casi constante, excepto por la ligera variación de entalpía debida a la evaporación del agua que se incorpora a la corriente de aire. En una primera aproximación, las líneas de temperatura de bulbo húmedo y de entalpía de mezcla constante se representan como paralelas. Para aumentar la precisión, algunos diagramas tienen en cuenta esta pequeña desviación poniendo escalas separadas para las dos propiedades. Las líneas de entalpía constante aparecen en el diagrama como líneas rectas. En el diagrama con unidades SI (Fig. A.25), los valores de entalpía vienen en kJ/kg aire seco y supone que tanto la entalpía del aire seco como la del agua líquida saturada son cero a 0°C . En el diagrama con unidades USCS (Figura A.25I), los valores de entalpía vienen en Btu/lb_m y están basados en el valor cero de la entalpía del aire seco a 0°F y en el valor cero de la entalpía del agua líquida a 32°F . Estos valores son consistentes con las ecuaciones aproximadas desarrolladas como Ecuación [10.48] y Ecuación [10.49] del Apartado 10.5. Además, los valores de entalpía del agua (líquida o vapor) en el SI o en el USCS pueden tomarse también directamente de las tablas del agua de este texto y utilizarse junto con los valores de la mezcla leídos en el diagrama psicrométrico adecuado.

Por último, en un diagrama psicrométrico las líneas de volumen específico constante están representadas como líneas casi verticales, que van desde la parte superior izquierda hasta la parte inferior derecha. Los valores están dados en m^3/kg aire seco, en unidades del SI, y en ft^3/lb_m aire seco, en unidades del USCS. Con frecuencia, los diagramas psicrométricos llevan tablas de corrección para que el usuario haga las correcciones debidas a las diferentes presiones totales. Estas correcciones pueden efectuarse también mediante el uso de la Ecuación [10.50]. Para condiciones próximas al valor de la presión total para el que se ha confeccionado el diagrama psicrométrico, estas correcciones resultan despreciables.

EJEMPLO 10.10

Las temperaturas de bulbo seco y bulbo húmedo del aire atmosférico a una presión local de 1 bar son 23°C y 16°C respectivamente. Utilizando el diagrama psicrométrico (Figura A.25), estime (a) la relación de humedad, (b) la humedad relativa, (c) la presión de vapor en bar, (d) la temperatura de rocío, (e) la entalpía, y (f) el volumen específico en m^3/kg .

Solución

Datos. Una mezcla de aire y vapor de agua cuyas propiedades se indican en la Figura 10.18a.

Incógnitas. (a) ω , (b) ϕ , (c) p_v en bar, (d) $T_{\text{rocío}}$ en $^\circ\text{C}$, (e) h en kJ/kg aire seco, y (f) v en m^3/kg .

Modelo. Mezcla de gases ideales.

Análisis. Las propiedades se obtienen del diagrama, localizando primero el punto por intersección de la línea vertical correspondiente a la temperatura de bulbo seco y la línea inclinada de temperatura de bulbo húmedo (véase la Fig. 10.18b).

(a) La relación de humedad se lee en la ordenada a la derecha y es aproximadamente igual a $0,0087\text{ kg agua/kg}$ aire seco.

(b) Se encuentra que por el punto elegido pasa la línea del 50 por 100 de humedad relativa.

(c) La presión de vapor se lee también en la escala de la ordenada situada a la derecha y tiene un valor aproximado de $0,0140$ bar.

(d) La temperatura de rocío es aquella temperatura a la que justo comenzaría la condensación si la mezcla se enfriara a presión constante. Como la presión de vapor y la relación de humedad se mantienen constantes hasta que comienza la condensación, la temperatura de rocío se obtiene desplazándose horizontalmente hacia la derecha desde el estado final hasta que se alcanza la línea de saturación. En este punto, la temperatura es la de rocío y está próxima a los 12°C .

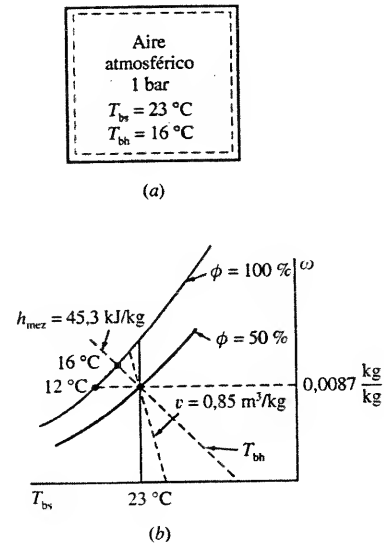


Figura 10.18. Ilustración de las condiciones del aire atmosférico del Ejemplo 10.10.

(e) La entalpía se obtiene siguiendo la línea de bulbo húmedo constante (que es también una línea de entalpía) desde el estado inicial hasta la escala de entalpía. El valor leído es 45,3 kJ/kg aire seco aproximadamente.

(f) En el estado inicial, una línea de volumen específico constante de 0,85 m³/kg pasa justo a la izquierda del punto. El valor real está cercano a 0,851 m³/kg de aire seco.

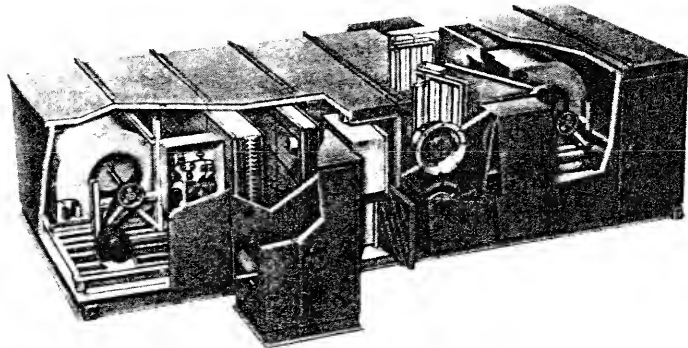
Comentario. Deberían contrastarse estos valores estimados, leídos en el diagrama, con valores calculados. Se debe ser muy cuidadoso para utilizar el estado de referencia correcto al evaluar la entalpía de la mezcla.

10.8. PROCESOS DE ACONDICIONAMIENTO DE AIRE

Generalmente, una persona se siente más a gusto cuando el aire de un recinto se mantiene dentro de un intervalo relativamente pequeño de temperatura y de humedad relativa. Sin embargo, debido a las transferencias de masa y energía entre el interior del recinto y el ambiente local, y debido a causas internas domésticas como son cocinar, hornear y lavar la ropa, la temperatura y la humedad relativa alcanzan frecuentemente niveles indeseables. Para conseguir valores de T y ϕ dentro de los intervalos deseados (la zona de confort), generalmente se necesita modificar el estado del aire. Como resultado, hay que diseñar un equipo para elevar o disminuir la temperatura y la humedad relativa. Además de modificar el estado de una corriente de aire determinada mediante calefacción, refrigeración, humidificación o deshumidificación, también puede conseguirse un cambio de estado mezclando directamente el aire del recinto con otra corriente de aire procedente, por ejemplo, del exterior de dicho recinto. Por tanto, existen numerosos procesos básicos a tener en cuenta a la hora de acondicionar el aire atmosférico. La Fotografía 10.1 muestra una unidad de tratamiento de aire que utiliza estos procesos para acondicionar el aire suministrado a un edificio.

10.8.1. RELACIONES BÁSICAS DE MASA Y ENERGÍA EN ANÁLISIS DE PROCESOS

Las relaciones básicas de que se dispone para evaluar cualquier proceso de acondicionamiento de aire incluyen el balance de energía, los balances de masa de aire seco y de agua (líquida y vapor) y la información adecuada sobre las propie-



Fotografía 10.1. Estación central exterior de una unidad de tratamiento de aire. (Cortesía de The Trane Company.)

dades. Para hacer una demostración sobre la evaluación de los flujos de masa y las propiedades termodinámicas de la mezcla, considérese un proceso de mezcla y humidificación con transferencia de calor en régimen estacionario, según se ilustra en la Figura 10.19. El aire húmedo entra al dispositivo en los estados 1 y 2 del dispositivo estacionario, en el estado 3 entra agua líquida pura y del dispositivo sale una mezcla de aire húmedo en el estado 4.

Es posible escribir para este volumen de control en régimen estacionario tres balances de masa distintos pero relacionados entre sí. Comenzando con la masa total en el volumen de control, la conservación de la masa exige que

$$0 = \dot{m}_1 + \dot{m}_2 - \dot{m}_3 - \dot{m}_4$$

donde \dot{m} es el flujo másico total. Despreciando las reacciones químicas en el interior del dispositivo, también se puede aplicar el principio de conservación de la masa al aire seco y al agua por separado. Esto lleva a

$$0 = \dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} - \dot{m}_{a4} \quad 0 = \dot{m}_{v1} + \dot{m}_{v2} - \dot{m}_{v3} - \dot{m}_{v4} \quad [10.52]$$

donde \dot{m}_a , \dot{m}_v y \dot{m}_w son, respectivamente, los flujos másicos de aire seco, vapor de agua y agua líquida de las corrientes de entrada y salida. En la mayoría de los problemas psicrométricos son preferibles los balances del agua y del aire húmedo por separado. Además, el flujo másico de vapor se puede expresar en función de la relación de humedad y del flujo másico de aire seco mediante la relación $\dot{m}_v = \omega \dot{m}_a$.

Admitiendo que la influencia de las energías cinética y potencial son despreciables y que no hay interacción trabajo, se puede escribir el balance de energía en régimen estacionario como

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_2 h_2 + \dot{m}_3 h_3 - \dot{m}_4 h_4$$

donde $\dot{m}h$ se aplica a cualquier entrada o salida. Esta relación general puede escribirse de las dos maneras siguientes. La primera, o *método de mezcla*, utiliza directamente la entalpía de una mezcla de aire húmedo. Esta es la mejor manera de escribir el balance de energía cuando se utilizan los valores de entalpía del diagrama psicrométrico. La ecuación anterior adopta la forma

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_{a1} h_{m1} + \dot{m}_{a2} h_{m2} + \dot{m}_{w3} h_{w3} - \dot{m}_{a4} h_{m4} \quad [10.53]$$

siendo $h_m = h_a + \omega h_v$. Los valores numéricos de h_m pueden obtenerse del diagrama psicrométrico o de las Ecuaciones [10.48] y [10.49] antes desarrolladas, en unidades SI o USCS.

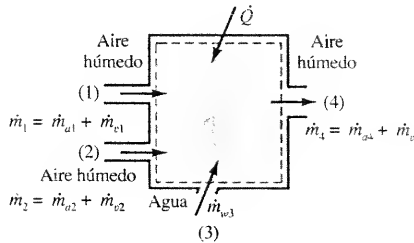


Figura 10.19. Ilustración de un proceso típico de acondicionamiento de aire.

Si se emplea el *método del componente*, hay que reconocer que en función de los componentes aire seco y agua, $\dot{m}h = \dot{m}_a h_a + \dot{m}_v h_v$. Por tanto, el balance de energía puede escribirse en función de los componentes como

$$0 = \dot{Q} + (\dot{m}_{a1}h_{a1} + \dot{m}_{v1}h_{v1}) + (\dot{m}_{a2}h_{a2} + \dot{m}_{v2}h_{v2}) + \dot{m}_{w3}h_{w3} - (\dot{m}_{a4}h_{a4} + \dot{m}_{v4}h_{v4}) \quad [10.54]$$

Combinando esta ecuación con las de los balances de masa de aire seco y de agua es posible reordenar la ecuación anterior de manera que sea necesario calcular únicamente diferencias de entalpía para el aire seco y el agua. Por ejemplo, si se emplean los balances de masa para sustituir \dot{m}_{a4} y \dot{m}_{v4} , se obtiene la expresión

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_{a1}(h_{a1} - h_{a4}) + \dot{m}_{a2}(h_{a2} - h_{a4}) + \dot{m}_{v1}(h_{v1} - h_{v4}) + \dot{m}_{v2}(h_{v2} - h_{v4}) + \dot{m}_{w3}(h_{w3} - h_{v4})$$

Una ventaja importante del método del componente es que no hay necesidad de calcular la entalpía de una mezcla y como se están calculando diferencias de entalpía, desaparece el problema de los estados de referencia.

10.8.2. CALENTAMIENTO Y ENFRIAMIENTO MANTENIENDO CONSTANTE LA RELACIÓN DE HUMEDAD

El principal uso de los balances de energía y masa desarrollados anteriormente se encuentra en las corrientes gaseosas que se calientan o se enfrían a relación de humedad constante. Ello exige que la temperatura de la corriente de aire húmedo no descienda por debajo de la temperatura de rocío. En la Figura 10.20a se muestra un esquema del proceso y en el diagrama psicrométrico esbozado en la Figura 10.20b se indican posibles caminos para dicho proceso. En este caso, la ecuación de la energía es

$$0 = \dot{Q} + \dot{m}_{a1}h_{a1} + \dot{m}_{v1}h_{v1} - \dot{m}_{a2}h_{a2} - \dot{m}_{v2}h_{v2}$$

donde $\dot{m}_v = \omega \dot{m}_a$ para las dos corrientes, la de entrada y la de salida. Basándose en la Ecuación [10.47], $h_a \cong c_{p,a}T$. Por tanto, la ecuación de la energía queda

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \dot{m}_{a2}(h_{a2} + \omega_2 h_{v2}) - \dot{m}_{a1}(h_{a1} + \omega_1 h_{v1}) = \\ &= \dot{m}_a(c_{p,a}T_2 + \omega_2 h_{g2}) - \dot{m}_a(c_{p,a}T_1 + \omega_1 h_{g1}) \end{aligned} \quad [10.55]$$

siendo $\omega_2 = \omega_1$. Conociendo el estado final y la temperatura de salida, se tienen fijados todos los datos del segundo miembro de esta ecuación.

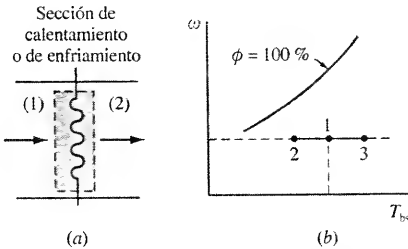


Figura 10.20. Esquema de calentamiento o de enfriamiento manteniendo constante la relación de humedad.

En un cambiador de calor entran 200 m³/min de aire atmosférico a 30 °C y un 40 por 100 de humedad relativa. El aire húmedo se enfría hasta los 18 °C a una presión constante de 1,01 bar. Determinése (a) el flujo másico de aire seco en kg/min, (b) la relación de humedad, (c) el flujo de calor en kJ/min, y (d) la humedad relativa final.

Solución

Datos. Se enfría aire atmosférico en las condiciones señaladas en la Figura 10.21.

Incógnitas. (a) \dot{m}_a en kg/min, (b) ω , (c) \dot{Q} en kJ/min, y (d) ϕ_2 .

Modelo. Sistema abierto, régimen estacionario; mezcla de gases ideales.

Análisis. (a) El flujo másico de aire seco se obtiene a partir del flujo volumétrico por medio de $\dot{m}_a = (\text{flujo volumétrico})/v$. El volumen específico del aire húmedo viene dado por la Ecuación [10.50], $v_{\text{mez}} = R_a T/p_a$. La presión de vapor del agua es

$$p_{v1} = \phi_1 p_{g1} = 0,40(0,04246) = 0,0170 \text{ bar}$$

y la presión parcial del aire seco es

$$p_a = P - p_v = 1,01 - 0,017 = 0,993 \text{ bar}$$

Utilizando ahora la Ecuación [10.50] se ve que

$$v = \frac{R_a T}{p_a} = \frac{0,08314(303)}{28,97(0,993)} = 0,876 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}$$

Por último, el flujo másico de aire seco es

$$\dot{m}_a = \frac{\text{flujo vol.}}{v} = \frac{200 \text{ m}^3/\text{min}}{0,876 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}} = 228 \text{ kg aire seco/min}$$

(b) La relación de humedad viene dada por la Ecuación [10.42]. En este caso

$$\omega_1 = \omega_2 = \frac{0,622 p_v}{p_a} = \frac{0,622(0,017)}{0,993} = 0,01065 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

(c) El flujo de calor se obtiene del balance de energía en régimen estacionario

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} - \dot{m}(\Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p)$$

Si no hay trabajo en eje y con variaciones de las energías cinética y potencial despreciables, la ecuación se reduce a $\dot{Q} = \dot{m}_a(h_2 - h_1)$. Las entalpías de entrada y salida, utilizando la Ecuación [10.48], son

$$h_1 = c_{p,a}T_1 + \omega h_{g1} = 1,005(30) + 0,01065(2,556,3) = 57,4 \text{ kJ/kg aire seco}$$

$$h_2 = 1,005(18) + 0,01065(2,534,4) = 45,1 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Así, el flujo de calor es igual a

$$\dot{Q} = \dot{m}_a(h_2 - h_1) = \frac{228 \text{ kg aire seco}}{\text{min}} \times \frac{(45,1 - 57,4) \text{ kJ}}{\text{kg aire seco}} = -2,805 \text{ kJ/min}$$

También se puede obtener el flujo de calor a partir de una expresión modificada de la ecuación de la energía, a saber

$$\dot{Q} = \dot{m}_a[c_{p,a}(T_2 - T_1) + \omega(h_{g2} - h_{g1})]$$

EJEMPLO 10.11

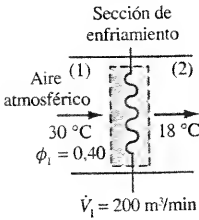


Figura 10.21. Esquema y datos del enfriamiento del aire atmosférico del Ejemplo 10.11.

Esta forma utiliza los mismos datos empleados anteriormente. Sin embargo, con este método no se pueden comparar los valores individuales de h con los datos del diagrama psicrométrico.

(d) La humedad relativa final se tiene a 18°C , $\omega = 0,0170$ y $1,01$ bar. Como la presión del vapor saturado a 18°C es $0,02064$ bar, la Ecuación [10.42] para ω resulta

$$\omega = 0,0170 = \frac{\phi p_g}{P - \phi p_g} = \frac{\phi_2(0,02064)}{1,01 - \phi_2(0,02064)}$$

o

$$\phi_2 = 0,814 \text{ (81,4 por 100)}$$

Comentario. Los valores calculados de ω , h_1 , h_2 , v_1 y ϕ_2 pueden compararse con los obtenidos con el diagrama psicrométrico.

10.8.3. DESHUMIDIFICACIÓN CON CALENTAMIENTO

Una situación bastante frecuente en edificios industriales y de uso residencial, especialmente en verano, es la tendencia a encontrarse con temperaturas y humedades relativas altas. La incomodidad que sufre el cuerpo humano en estas condiciones es suficientemente conocida. En la Figura 10.22a se ilustra el principal método empleado para disminuir simultáneamente, tanto T como ϕ . El aire a tratar pasa a través de un canal que contiene serpentines de enfriamiento. El fluido del interior de los serpentines podría ser, por ejemplo, agua relativamente fría o un refrigerante que haya sido enfriado en un ciclo de refrigeración por compresión de vapor. El estado inicial de la corriente de aire está señalado como estado 1 en el esquema del diagrama psicrométrico de la Figura 10.22b. Al ir atravesando el aire el serpentín, disminuye su temperatura y aumenta su humedad relativa a humedad específica constante. Si el aire permanece lo suficiente en contacto con el serpentín, la corriente de aire alcanzará su temperatura de rocío, señalada como el estado 2 en la Figura 10.22b. Un enfriamiento posterior exige que el aire permanezca saturado y su estado sigue por la línea de 100 por 100 de humedad relativa hacia la izquierda hacia el estado 3. Durante este último proceso, el agua condensa separándose del aire y la humedad específica del mismo disminuye. De ahí que con un contacto suficiente con el serpentín, tanto la temperatura como el contenido en agua del aire disminuyen. En muchos casos, esta corriente de aire acondicionado se lleva hacia atrás y se mezcla con el aire del recinto.

Sin embargo, el aire acondicionado puede quedar en algunos casos a una temperatura demasiado baja. Esto puede remediarse haciendo pasar la corriente

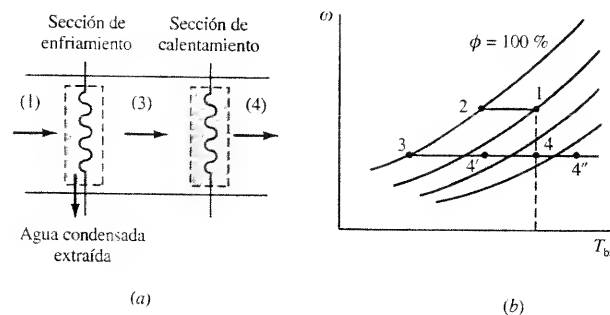


Figura 10.22. Proceso de deshumidificación con calentamiento. (a) Equipo; (b) representación del proceso en un diagrama psicrométrico.

de aire que sale de la zona del serpentín de enfriamiento por una región de calentamiento. Eligiendo adecuadamente la temperatura del fluido que circula por el interior del serpentín de calentamiento, se puede conseguir el valor deseado de temperatura en la corriente de aire que abandona el equipo. En la Figura 10.22b se señalan tres posibilidades como los estados 4, 4' y 4''. Ajustando correctamente el enfriamiento (que controla la colocación del estado 3) y el calentamiento, se puede alcanzar un estado 4 adecuado. El ejemplo siguiente ilustra el proceso en su conjunto.

EJEMPLO 10.12

Se necesita acondicionar aire atmosférico que está a 32°C y 70 por 100 de humedad relativa, de modo que entre en una vivienda a 22°C y 45 por 100 de humedad relativa. El aire pasa primero por un cambiador de calor donde se enfría por debajo de su temperatura de rocío, y el agua condensa separándose de la corriente de aire, hasta que se alcanza la relación de humedad deseada. El aire entonces pasa sobre un serpentín de calentamiento de un cambiador de calor hasta que se alcanza una temperatura de 22°C . Determínese (a) la cantidad de agua retirada en kg/kg aire seco, (b) el calor extraído por el sistema de enfriamiento en kJ/kg aire seco, y (c) el calor suministrado en el último cambiador de calor en kJ/kg aire seco.

Solución

Datos. Proceso para deshumidificar y calentar una corriente de aire, como se indica en la Figura 10.23.

Incógnitas. (a) $\Delta\omega$, (b) q_{ced} en kJ/kg aire seco, y (c) q_{sum} en kJ/kg aire seco.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; mezcla de gases ideales.

Análisis. El calor transferido se obtiene del balance de energía en régimen estacionario

$$0 = \dot{Q} + \dot{W} + \sum_{\text{ent}} \dot{m}(h + e_c + e_p) - \sum_{\text{sal}} \dot{m}(h + e_c + e_p)$$

Sin trabajo en eje y con variaciones de energía cinética y potencial despreciables, la ecuación de la energía se reduce a

$$\dot{Q} = \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}} - \sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}}$$

y el agua extraída por unidad de masa se mide por $\Delta\omega$ en el proceso 2-3 indicado en la Figura 10.22b. Por tanto, las propiedades importantes a evaluar en el proceso global son h y ω . Las expresiones básicas para estas propiedades son

$$h_m = c_p T_{\text{aire}} + \omega h_g \quad \text{y} \quad \omega = \frac{0,622 \phi p_g}{P - \phi p_g}$$

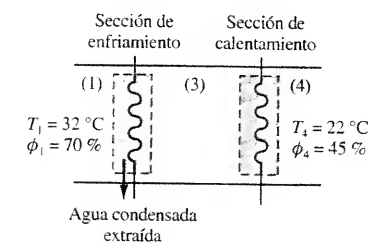


Figura 10.23. Ilustración del proceso de deshumidificación y calentamiento del Ejemplo 10.12.

Las presiones del vapor saturado a 32 y 22 °C leídas en la Tabla A.12 son 0,04759 y 0,02645 bar respectivamente. Se supone que $P = 1$ bar y se recuerda que c_p del aire es 1,005 kJ/kg · K. Así pues

$$\omega_1 = \omega_2 = \frac{0,622(0,70)(0,04759)}{1,00 - 0,70(0,04759)} = 0,0214 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$\omega_3 = \omega_4 = \frac{0,622(0,45)(0,02645)}{1,00 - 0,45(0,02645)} = 0,00749 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Las entalpías de los estados 1 y 4 son

$$h_1 = 1,005(32) + 0,0214(2.559,9) = 86,94 \text{ kJ/kg aire seco}$$

y
$$h_4 = 1,005(22) + 0,00749(2.541,7) = 41,15 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Para obtener h_2 y h_3 se necesita información sobre T_2 y T_3 . La temperatura T_2 es la temperatura de rocío y se obtiene sabiendo que $p_{o2} = p_{g2} = 0,7(0,04759) = 0,0333$ bar. En la Tabla A.12 se observa que la presión de 0,0333 bar cae entre las temperaturas de saturación de 25 y 26 °C. Interpolando linealmente, $T_2 = 25,8$ °C y $h_{g,2} = 2.548,7$ kJ/kg. Así

$$h_2 = 1,005(25,8) + 0,0214(2.548,7) = 80,47 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Por último, $p_{o3} = \phi p_{g3} = 0,45(0,02645) = 0,01190$ bar. En la Tabla A.12 se observa que esta presión corresponde a una temperatura comprendida entre 8 y 10 °C. Interpolando linealmente se obtiene que $T_3 = 9,5$ °C y $h_{g,3} = 2.518,9$ kJ/kg. Por tanto

$$h_3 = 1,005(9,5) + 0,00749(2.518,9) = 28,42 \text{ kJ/kg aire seco}$$

(a) La cantidad de agua extraída por unidad de masa de aire seco viene dada por la diferencia entre las relaciones de humedad de los estados 2 y 3. Por consiguiente

$$\Delta\omega = \omega_3 - \omega_2 = 0,00749 - 0,0214 = -0,01391 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

El signo menos significa que el agua se extrae de la corriente.

(b) El calor transferido en la sección del serpentín de enfriamiento se obtiene aplicando $\dot{Q} = \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}} - \sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}}$. Para el serpentín de enfriamiento se convierte en

$$\dot{Q} = \dot{m}_a h_3 + \dot{m}_a (\omega_1 - \omega_3) h_{f3} - \dot{m}_a h_1$$

Referido a la unidad de masa de aire seco queda

$$\begin{aligned} q &= h_3 + (\omega_1 - \omega_3) h_{f3} - h_1 = \\ &= [(28,37) + 0,01391(39,9) - (86,78)] \text{ kJ/kg aire seco} = \\ &= 28,37 + 0,56 - 86,78 = -57,85 \text{ kJ/kg aire seco} \end{aligned}$$

Obsérvese que la energía extraída por la corriente de líquido condensado resulta extremadamente pequeña y en una primera aproximación podría despreciarse.

(c) El calor transferido en la sección del final es igual a la variación de entalpía de la corriente de aire entre los estados 3 y 4. De ahí que

$$q_{\text{sum}} = h_4 - h_3 = 41,15 - 28,42 = 12,73 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Los valores correspondientes al estado 2 no son necesarios para hallar la solución, pero se han referido aquí simplemente para indicar las propiedades del punto de rocío de la mezcla. Los valores de entalpía y relación de humedad calculados para los distintos estados se deberían comprobar ahora por medio del diagrama psicrométrico del Apéndice.

10.8.4. HUMIDIFICACIÓN

En invierno o a grandes altitudes, el aire de la atmósfera es con frecuencia seco (tiene una humedad relativa baja) y frío. El problema desde el punto de vista de la ingeniería es el de aumentar tanto el contenido en agua como la temperatura de bulbo seco del aire que entra en un recinto. El proceso en el que se añade humedad a una corriente de aire se llama **humidificación**. Un ejemplo de humidificación es el proceso de saturación adiabática estudiado en el Apartado 10.7. Otro método de aumentar el contenido de humedad de una corriente de aire atmosférico es mediante inyección de vapor de agua, como se muestra en la Figura 10.24a. Si la temperatura del vapor inyectado es relativamente alta, tanto la relación de humedad como la temperatura de bulbo seco aumentarán. En el diagrama psicrométrico de la Figura 10.24b se ilustra esta posibilidad mediante la línea correspondiente al proceso 2-3. Las condiciones y cantidad del vapor de agua que entra determinarán la pendiente de la línea 2-3. En algunos casos, antes de inyectar el vapor puede ser necesario calentar el aire que entra en el estado 1 hasta alcanzar el estado 2. Por supuesto, se podría invertir el proceso global mediante inyección de vapor seguida de calentamiento.

La ecuación de la energía correspondiente al humidificador de vapor adiabático es $0 = \sum (\dot{m}h)_{\text{ent}} - \sum (\dot{m}h)_{\text{sal}}$. Al ser $\dot{m}_{a3} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a$, la ecuación de la energía puede escribirse como

$$0 = \dot{m}_a h_2 + \dot{m}_s h_s - \dot{m}_a h_3$$

Tras reordenarla

$$\dot{m}_s h_s = \dot{m}_a (h_3 - h_2) \quad [10.56]$$

donde el subíndice s representa a la corriente de vapor. El balance de masa del agua (líquida y vapor) es

$$\begin{aligned} \omega_3 \dot{m}_a - \omega_2 \dot{m}_a - \dot{m}_s &= 0 \\ \dot{m}_s &= (\omega_3 - \omega_2) \dot{m}_a \quad [10.57] \end{aligned}$$

El ejemplo siguiente ilustra la inyección de vapor en una corriente de aire atmosférico. El efecto de la inyección de agua líquida se estudia en el apartado siguiente.

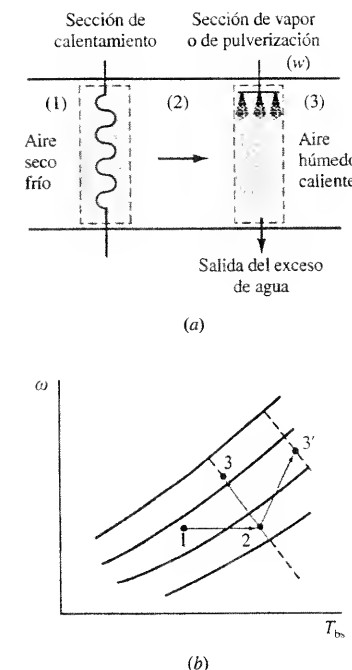


Figura 10.24. Esquema y datos del calentamiento y la humidificación. (a) Equipo para efectuar el proceso; (b) diagrama del proceso en el diagrama psicrométrico.

EJEMPLO 10.13

Una corriente de aire que está a 8 °C y un 30 por 100 de humedad relativa se calienta hasta 32 °C. A continuación se introduce en la sección de humidificación vapor de agua a 10 bar hasta que el aire alcanza un estado de 30 °C y 50 por 100 de humedad relativa a 1 bar. Determine (a) el calor transferido en kJ/kg aire seco, (b) la masa de vapor necesaria en kg vapor/kg aire seco, y (c) la temperatura del vapor añadido, en grados Celsius.

Solución

Datos. Se calienta y humidifica aire atmosférico, como se muestra en la Figura 10.25.

Incógnitas. (a) q_{sum} , (b) \dot{m}_s/\dot{m}_a en kg agua/kg aire seco, y (c) T_s en °C.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; $w = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. (a) Como el trabajo en eje es cero y las variaciones de energía cinética y potencial se suponen despreciables, el balance de energía en régimen estacionario se reduce a

$$0 = \dot{Q} + \sum \dot{m}h - \sum \dot{m}h$$

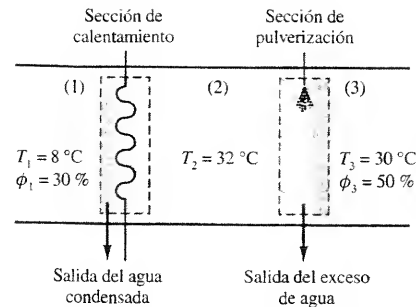


Figura 10.25. Esquema y datos de la humidificación y el calentamiento del Ejemplo 10.13.

Esta ecuación queda reducida a $q = h_2 - h_1$ en la región de calentamiento, referida a la unidad de masa de aire seco. Utilizando las Ecuaciones [10.42] y [10.48], la entalpía y la relación de humedad iniciales se evalúan del modo siguiente

$$\omega_1 = \frac{0,622 \phi p_g}{P - \phi p_g} = \frac{0,622(0,30)(0,01072)}{1,0 - 0,30(0,01072)} = 0,00201 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$h_1 = c_{p,a}T + \omega h_g = 1,005(8) + 0,00201(2,516,1) = 13,10 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Como la relación de humedad se mantiene constante durante el calentamiento

$$h_2 = 1,005(32) + 0,00201(2,559,9) = 37,30 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Por consiguiente, el calor transferido al aire húmedo es

$$q = h_2 - h_1 = 37,30 - 13,10 = 24,20 \text{ kJ/kg aire seco}$$

(b) La masa de vapor necesaria por unidad de masa de aire seco se obtiene del balance de masa aplicado al componente agua en la zona de humidificación: $\dot{m}_w = \dot{m}_a(\omega_3 - \omega_2)$. Esta relación requiere conocer ω_3 . A 30 °C, $p_g = 0,04246$ bar. Por tanto, recurriendo a la Ecuación [10.42]

$$\omega_3 = \frac{0,622 \phi p_{g3}}{P - \phi p_{g3}} = \frac{0,622(0,50)(0,04246)}{1,0 - 0,50(0,04246)} = 0,01349 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Por tanto, como $\omega_2 = \omega_1$

$$\frac{\dot{m}_w}{\dot{m}_a} = \omega_3 - \omega_2 = 0,01349 - 0,00201 = 0,01148 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

(c) La temperatura del vapor añadido se determina a partir del valor de su entalpía h_a . Antes de aplicar el balance de energía a la parte del humidificador hay que calcular el valor de h_3 .

$$h_3 = c_{p,a}T_3 + \omega_3 h_{g3} = 1,005(30) + 0,01349(2,556,3) = 64,63 \text{ kJ/kg aire seco}$$

El balance de energía aplicado al humidificador se reduce a $\sum \dot{m}h = 0$, es decir, $0 = \dot{m}_a h_2 - \dot{m}_a h_3 + \dot{m}_w h_w$. Tras reordenarla

$$h_w = \frac{\dot{m}_a}{\dot{m}_w} (h_3 - h_2) = \frac{1}{0,0115} (64,63 - 37,30) = 2,376,5 \text{ kJ/kg vapor de agua}$$

El valor de h_g a 10 bar es igual a 2,778,1 kJ/kg. Por tanto, el vapor de agua que entra es vapor húmedo con una temperatura de saturación de 179,9 °C y una calidad de un 80 por 100 aproximadamente.

10.8.5. ENFRIAMIENTO POR EVAPORACIÓN

El aire de la atmósfera de climas desérticos es con frecuencia caliente y seco (tiene una humedad relativa muy baja). Mejor que hacer pasar el aire por una zona de enfriamiento por refrigeración, que resulta costoso, es posible sacar provecho de la baja humedad para conseguir el enfriamiento. Esto se consigue haciendo pasar la corriente de aire a través de una región donde se pulveriza agua, como se muestra en la Figura 10.26a. (Se puede conseguir el efecto equivalente haciendo pasar la corriente de aire por un lecho de filtro de un determinado tipo, a través del que se permite que gotee el agua. Esto proporciona un contacto aire-agua razonablemente bueno.) Debido a la baja humedad relativa, parte de la corriente de agua líquida se evapora. La energía necesaria para el proceso de evaporación proviene de la corriente de aire y por ello se enfría. El efecto global es un enfriamiento y una humidificación de la corriente de aire, y el proceso se llama *enfriamiento por evaporación*.

Este proceso es prácticamente equivalente al proceso de saturación adiabática estudiado en el Apartado 10.6, que constituye otro ejemplo de humidificación. En ambos casos, el balance de energía del proceso sin interacciones trabajo y con variaciones de energía cinética y potencial despreciables es igual a

$$0 = \dot{Q} + \sum_{\text{ent}} \dot{m}h - \sum_{\text{sal}} \dot{m}h$$

Para el proceso de enfriamiento adiabático esta ecuación se puede escribir como

$$0 = \dot{m}_a h_1 + \dot{m}_w h_w - \dot{m}_a h_2$$

o, referido a la unidad de masa de aire seco que entra y sale

$$0 = h_1 + (\omega_2 - \omega_1) h_w - h_2$$

donde h_w se evalúa como la entalpía del líquido saturado h_f a la temperatura del líquido. La única diferencia en cuanto a la aplicación de estas ecuaciones está en que en un proceso de saturación adiabática el líquido se lleva hasta la temperatura T_2 , mientras que en el enfriamiento por evaporación, la temperatura de la corriente de agua líquida que entra admite cualquier valor razonable. Esta diferencia en la temperatura del agua que entra es relativamente irrelevante para el análisis. Por tanto, el camino que sigue el proceso queda muy próximo a una línea de temperatura de bulbo húmedo constante en un diagrama psicrométrico, como se indica en la Figura 10.26b.

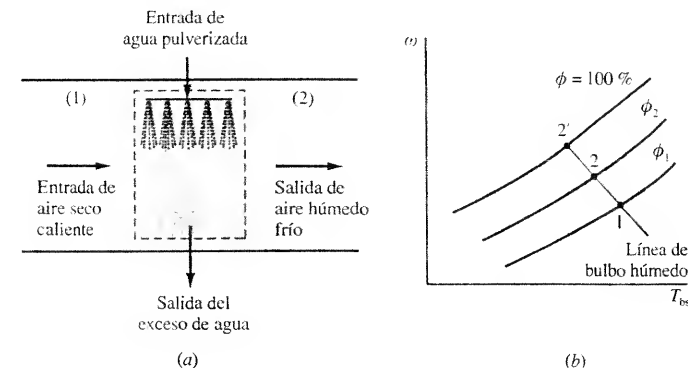


Figura 10.26. Enfriamiento por evaporación. (a) Equipo para efectuar el proceso; (b) representación del proceso en el diagrama psicrométrico.

Desde otro punto de vista, la energía asociada con la corriente de agua líquida que se inyecta es mucho menor que la energía de las corrientes de aire húmedo a la entrada y a la salida. De ahí que $h_2 \approx h_1$ y un proceso de enfriamiento por evaporación se aproxima a uno a entalpía constante para la corriente gaseosa. Ya se ha hecho notar que en el diagrama psicrométrico, las líneas de entalpía constante y las de bulbo húmedo constante son prácticamente paralelas. La consecuencia es que representar un proceso de enfriamiento por evaporación como un proceso, bien a entalpía constante o bien a temperatura de bulbo húmedo constante, tiene la precisión suficiente. Adviértase también que la temperatura que puede alcanzarse con enfriamiento por evaporación tiene un mínimo. Esto ocurre cuando la corriente de aire se satura y en la Figura 10.26b está indicado por el estado de saturación 2'. Como el enfriamiento por evaporación es prácticamente un proceso a temperatura de bulbo húmedo constante, la temperatura mínima que puede alcanzarse mediante dicho proceso es la temperatura de bulbo húmedo del aire a la entrada.

EJEMPLO 10.14

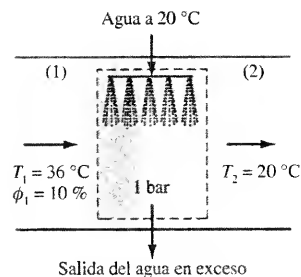


Figura 10.27. Esquema y datos del enfriamiento por evaporación del Ejemplo 10.14.

Se hace pasar aire del desierto a 36 °C, 1 bar y 10 por 100 de humedad relativa, a través de un equipo de enfriamiento por evaporación. Se añade agua a 20 °C y la temperatura final del aire es 20 °C. Determínese (a) la cantidad de agua añadida por kilogramo de aire seco, (b) la humedad relativa final, y (c) la temperatura mínima que podría alcanzarse.

Solución

Datos. Se hace pasar aire atmosférico a través de un equipo de enfriamiento por evaporación, como se muestra en la Figura 10.27.

Incógnitas. (a) m_a añadida en kg/kg aire seco, (b) ϕ_2 , y (c) $T_{2,\min}$ en °C.

Modelo. Sistema abierto, adiabático en régimen estacionario; $w = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. (a) La cantidad de agua añadida por unidad de masa de aire seco es $\Delta\omega$. En el estado inicial, empleando la Ecuación [10.42] y la Tabla A.12 se tiene

$$\omega_1 = \frac{0,622\phi_1 p_g}{P - \phi_1 p_g} = \frac{0,622(0,10)(0,05947)}{1,0 - 0,10(0,05947)} = 0,00372 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Sin interacciones calor ni trabajo y con $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$, el balance de energía resulta $\sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}} - \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}} = 0$. Para el proceso indicado en la Figura 10.27, este balance se convierte en

$$h_1 + \Delta\omega h_{f,w} = h_2$$

o

$$(c_p T_1 + \omega_1 h_{g1}) + (\omega_2 - \omega_1) h_{f,w} = (c_p T_2 + \omega_2 h_{g2})$$

Sustituyendo los datos apropiados se tiene que

$$1,005(36) + 0,00372(2.567,1) + (\omega_2 - 0,00372)(83,96) = 1,005(20) + \omega_2(2.538,1)$$

$$\omega_2 = \frac{36,2 + 9,55 - 0,31 - 20,1}{2.538,1 - 83,96} = 0,0103 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Si se hubiera despreciado la contribución del agua líquida, se habría obtenido que la relación de humedad final era 0,0101 kg de agua por kg de aire seco. Por tanto, esta contribución es generalmente pequeña. Por último, la cantidad de agua añadida es

$$\omega_2 - \omega_1 = 0,0103 - 0,00372 = 0,00658 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

(b) Para determinar la humedad relativa hay que obtener primero la presión del vapor aplicando la Ecuación [10.42] puesta de la forma siguiente

$$p_v = \frac{\omega P}{\omega + 0,622} = \frac{0,0103(1)}{0,0103 + 0,622} = 0,0163 \text{ bar}$$

A 20 °C la presión de vapor es igual a 0,02339 bar. Por tanto

$$\phi_2 = \frac{p_v}{p_g} = 0,697 \text{ (69,7 por 100)}$$

Los valores calculados anteriormente pueden comprobarse con el diagrama psicrométrico.

(c) La temperatura mínima es la de saturación adiabática, simbolizada por $T_{\text{sa},1}$ en la Ecuación [10.51]. Por desgracia, esta ecuación no se puede resolver directamente en $T_{\text{sa},1}$. Se hace necesaria una resolución del tipo prueba y error. Con los datos que son conocidos, la Ecuación [10.51] queda

$$0,00372 = \frac{1,005(T_{\text{sa},1} - 36) + \omega_{\text{sat},2} h_{f,g2}}{2.567,1 - h_{f2}}$$

Además, la ecuación de ω_2 en el estado final de saturación es

$$\omega_{\text{sat},2} = \frac{0,622 p_{g2}}{1,0 - p_{g2}}$$

Para resolver estas dos ecuaciones, se supone primero que $T_2 = 16$ °C. Entonces

$$\omega_{\text{sat},2} = \frac{0,622(0,01818)}{1,0 - 0,01818} = 0,0115 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Por último, el segundo miembro de la Ecuación [10.51] resulta

$$\frac{1,005(16 - 36) + 0,0115(2.463,6)}{2.567,1 - 67,2} = 0,00330$$

Este resultado se compara con el valor de 0,00372 buscado. Cuando se prueba con 17 °C, el miembro de la derecha de la Ecuación [10.51] sale igual a 0,00451. Por tanto, la temperatura mínima está entre 16 y 17 °C, y se designa este estado por 2' en la Figura 10.26b. También puede encontrarse esta temperatura mínima en el diagrama psicrométrico yendo por una temperatura de bulbo húmedo constante desde el estado inicial hasta un estado de 100 por 100 de humedad relativa.

Comentario. Se puede evitar la resolución del tipo prueba y error del apartado c empleando un programa de ordenador que incluya también datos de aire ambiente.

10.8.6. MEZCLA ADIABÁTICA DE DOS CORRIENTES DE AIRE

Una aplicación importante en acondicionamiento de aire es la mezcla de dos corrientes de aire, según se muestra en la Figura 10.28a. Las corrientes de aire a la entrada tienen temperaturas de bulbo seco y relaciones de humedad diferentes. El calor transferido al ambiente es generalmente despreciable, por lo que el proceso se denomina *mezcla adiabática*. Se suelen despreciar las variaciones de energía cinética y potencial. Para el volumen de control en su conjunto, pueden escribirse tres relaciones básicas referidas a la unidad de masa

1. Balance másico del aire seco:

$$\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} = \dot{m}_{a3} \quad [10.58a]$$

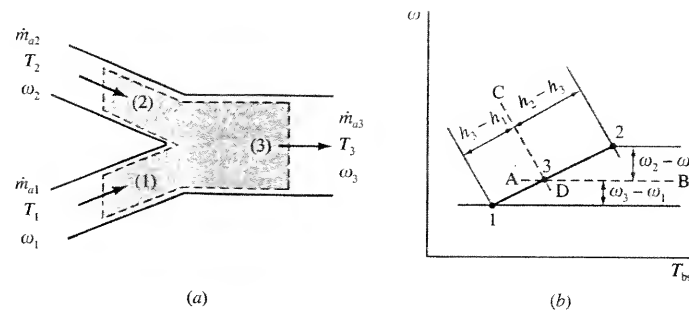


Figura 10.28. Mezcla adiabática de dos corrientes de aire. (a) Esquema del proceso de mezcla; (b) representación del proceso en el diagrama psicrométrico.

2. Balance másico del vapor de agua:

$$\dot{m}_{a1}\omega_1 + \dot{m}_{a2}\omega_2 = \dot{m}_{a3}\omega_3 \quad [10.58b]$$

3. Balance de energía aplicado a la mezcla adiabática:

$$\dot{m}_{a1}h_1 + \dot{m}_{a2}h_2 = \dot{m}_{a3}h_3 \quad [10.58c]$$

siendo $h = c_{p,a}T + \omega h_g$. Cuando se conocen las propiedades y los flujos másicos de dos corrientes, las Ecuaciones [10.58] constituyen un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas. Por ejemplo, cuando se conocen los estados de entrada, las incógnitas del estado de salida son \dot{m}_{a3} , ω_3 y h_3 . Estas dos últimas propiedades fijan el resto de las propiedades de la corriente de salida, como son las temperaturas de bulbo seco y húmedo y la humedad relativa. La relación de humedad y la temperatura de bulbo seco de la corriente a la salida estarán comprendidas entre los valores correspondientes a las corrientes de entrada.

El proceso de mezcla tiene también una interpretación interesante en el diagrama psicrométrico. Para este fin es útil combinar las Ecuaciones [10.58a] a [10.58c] para obtener dos expresiones adicionales. Cuando se combinan las Ecuaciones [10.58a] y [10.58b] para eliminar \dot{m}_{a3} , se obtiene

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a2}} = \frac{\omega_2 - \omega_3}{\omega_3 - \omega_1} \quad [10.59]$$

Si se sustituye la Ecuación [10.58a] en la Ecuación [10.58c], el resultado es

$$\frac{\dot{m}_{a1}}{\dot{m}_{a2}} = \frac{h_2 - h_3}{h_3 - h_1} \quad [10.60]$$

Tanto la Ecuación [10.59] como la Ecuación [10.60] tienen interpretación geométrica en el diagrama psicrométrico. Considérese la línea horizontal de trazos AB de la Figura 10.28b. La Ecuación [10.59] exige que las distancias entre los estados 2 y 3 y entre los estados 3 y 1 localizados en el diagrama se encuentren en la misma proporción que el cociente de flujos másicos de aire seco de las corrientes 1 y 2. Los estados posibles que satisfacen la Ecuación [10.59] se encuentran sobre la línea AB. De igual modo, los estados que se encuentran sobre la línea de trazos CD que discurre paralela a las líneas de entalpía satisfacen la Ecuación [10.60]. El único estado que satisface geoméricamente ambas ecuaciones es el estado 3 que se encuentra sobre una línea recta que une los es-

tados 1 y 2 en el diagrama psicrométrico. Para unos estados 1 y 2 dados, la localización del estado 3 sobre la línea que representa el proceso 1-2-3 depende del cociente de \dot{m}_{a1} y \dot{m}_{a2} .

Generalmente, los estados 1 y 2 están colocados de manera que el estado 3 queda por debajo de la línea del 100 por 100 de humedad relativa. En algunos casos, la elección de los estados 1 y 2 y de sus respectivos flujos másicos pueden colocar el estado 3 sobre la línea de saturación ($\phi = 1$). Por último, si los estados 1 y 2 quedan cerca de la línea de saturación, entonces el estado 3 puede caer por encima de la línea de saturación. En este caso, el agua condensará durante el proceso de mezcla. Normalmente éstas serán unas condiciones indeseables si la corriente va directamente al interior de una vivienda o un edificio de oficinas.

Una corriente de 150 m³/min de aire (1) entra en una cámara adiabática de mezcla a 10 °C y $\phi_1 = 0,80$. Se la mezcla con otra corriente (2) de 100 m³/min a 32 °C y $\phi_2 = 0,60$. Determínese la temperatura final y la humedad relativa de la corriente de salida, (3), si la presión total es 1 bar.

EJEMPLO 10.15

Solución

Datos. Un proceso adiabático de mezcla con los datos de la Figura 10.29.

Incógnitas. T_3 y ϕ_3 .

Modelo. Régimen estacionario, adiabático, $w = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. Los balances de masa para el aire seco y el vapor son

$$\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2} = \dot{m}_{a3} \quad \text{y} \quad \dot{m}_{a1}\omega_1 + \dot{m}_{a2}\omega_2 = \dot{m}_{a3}\omega_3$$

Y el balance de energía aplicado al proceso adiabático de mezcla es

$$\dot{m}_{a1}h_1 + \dot{m}_{a2}h_2 = \dot{m}_{a3}h_3$$

Estas ecuaciones exigen conocer los flujos másicos de aire seco. Los flujos volumétricos dados corresponden a la corriente total, incluyendo el vapor de agua. Sin embargo, \dot{m}_a puede obtenerse dividiendo el flujo volumétrico total entre el volumen específico del aire. En el Apartado 10.5 se señaló que $v = R_a T / p_a$. Así que para el estado 1

$$p_{a1} = \phi_1 p_g = 0,8(0,01228) = 0,0098 \text{ bar}$$

$$p_{a1} = P - p_{v1} = 1,0 - 0,0098 = 0,9902 \text{ bar}$$

$$v_1 = \frac{R_a T}{p_a} = \frac{0,08314(283)}{29(0,9902)} = 0,819 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}$$

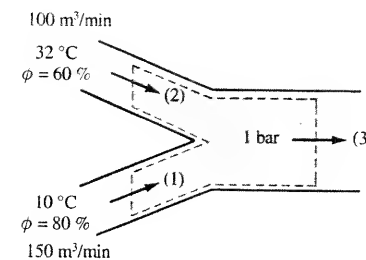


Figura 10.29. Esquema y datos de la mezcla adiabática del Ejemplo 10.15.

$$\dot{m}_{a1} = \frac{\text{flujo volumétrico}}{v} = \frac{150}{0,819} = 183 \text{ kg aire seco/min}$$

$$\omega_1 = \frac{0,622p_v}{p_a} = \frac{0,622(0,0098)}{0,9902} = 0,00616 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$h_1 = c_p T + \omega h_g = 1,005(10) + 0,00616(2.519,8) = 25,5 \text{ kJ/kg aire seco}$$

Análogamente para el estado 2

$$p_{v2} = \phi_2 p_g = 0,6(0,04759) = 0,0286 \text{ bar}$$

$$p_{a2} = P - p_{v2} = 1,0 - 0,0286 = 0,9714 \text{ bar}$$

$$v_2 = \frac{0,08314(305)}{29(0,9714)} = 0,900 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}$$

$$\dot{m}_{a2} = \frac{100}{0,900} = 111 \text{ kg aire seco/min}$$

$$\omega_2 = \frac{0,622(0,0286)}{0,9714} = 0,0183 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$h_2 = 1,005(32) + 0,0183(2.559,9) = 79,0 \text{ kJ/kg aire seco}$$

A partir de estos datos se obtiene ω_3 combinando las Ecuaciones [10.58] y [10.59], mientras que h_3 se calcula combinando las Ecuaciones [10.58] y [10.60]. Los resultados son

$$\omega_3 = \frac{\dot{m}_{a1}\omega_1 + \dot{m}_{a2}\omega_2}{\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}} = \frac{183(0,00616) + 111(0,0183)}{183 + 111} = 0,01074 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$h_3 = \frac{\dot{m}_{a1}h_1 + \dot{m}_{a2}h_2}{\dot{m}_{a1} + \dot{m}_{a2}} = \frac{183(25,5) + 111(79,0)}{183 + 111} = 45,7 \text{ kJ/kg aire seco}$$

La temperatura T_3 se obtiene a partir del valor de h_3 , ya que $h = c_p T + \omega h_g$, o

$$h_3 = 45,7 = 1,005(T_3) + 0,01074(h_{g3})$$

Un método para resolver esta ecuación es el de prueba y error. Se supone una temperatura, se lee el valor de h_g correspondiente a dicha temperatura en las tablas del vapor y se sustituyen T_3 y h_{g3} en la ecuación. Si ésta no se satisface, hay que probar con otra temperatura. Otro método más sencillo consiste en emplear la ecuación aproximada de h dada por la Ecuación [10.48c]. Así

$$h_3 = 45,7 = 1,005T_3 + 0,01074(2.501,7 + 1,82T_3)$$

$$T_3 = \frac{18,68}{1,025} = 18,2 \text{ }^\circ\text{C}$$

Aunque se ha empleado una técnica aproximada, el resultado probablemente difiere menos de $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ del obtenido con datos de h tabulados. Para determinar la humedad relativa en el estado 3, primero hay que calcular p_{v3} a partir del valor de ω_3

$$\omega_3 = 0,01074 = \frac{0,622p_{v3}}{1 - p_{v3}} \quad \text{y} \quad p_{v3} = 0,01697 \text{ bar}$$

Como la presión de saturación a $18,2 \text{ }^\circ\text{C}$ es aproximadamente $0,0209 \text{ bar}$, entonces

$$\phi_3 = \frac{p_v}{p_g} = \frac{0,01697}{0,0209} = 0,812 \text{ (81,2 por 100)}$$

Comentario. Los valores iniciales en este problema se pueden comprobar con los del diagrama psicrométrico. El estado final puede localizarse en el diagrama utilizando los flujos másicos de entrada y aplicando una «regla de la palanca» sobre la línea recta que une los estados iniciales.

10.8.7. TORRE DE REFRIGERACIÓN

En las plantas de potencia con combustibles fósiles o nucleares, una parte considerable de la energía liberada por el combustible ha de cederse al ambiente. Generalmente se emplea el agua de refrigeración proveniente de fuentes naturales como son los ríos y los lagos para retirar la energía cedida en el condensador de la planta de potencia. Debido a la preocupación por el medio ambiente, existe una limitación sobre la temperatura del agua de refrigeración que sale de la planta y que se devuelve a la fuente natural antes aludida. En muchos casos, la solución se encuentra disminuyendo la temperatura del agua de refrigeración por algún medio y entonces recircular el agua de vuelta hacia el condensador de la planta de potencia. El uso de una *torre de refrigeración* es uno de los métodos empleados para enfriar una corriente de agua cualquiera cediendo la energía al aire de la atmósfera.

En la Figura 10.30 se muestra un esquema de una torre de refrigeración. El aire que atraviesa la torre es impulsado hacia arriba con un ventilador; por ello, se clasifica el dispositivo como torre *de tiro forzado*. A menudo se usa una torre pequeña de tiro forzado, como la que se muestra en la Fotografía 10.2, en un circuito de refrigeración de agua para cumplir el papel de sumidero de calor de algún sistema, un condensador refrigerado con agua, por ejemplo. Una torre *de convección natural* funciona como una chimenea, de manera que el aire asciende debido a una diferencia de densidad. El agua de refrigeración caliente se pulveriza por la parte superior de la torre y cae por gravedad. Por la parte inferior de la torre se introduce aire atmosférico no saturado, que circula hacia arriba a contracorriente de las gotitas de agua que caen. Las corrientes de agua y aire se ponen así en contacto y una pequeña parte del agua se evapora y pasa a la corriente de aire. El proceso de evaporación conduce a un enfriamiento de la corriente de agua que queda. El contenido en humedad y la temperatura de la corriente de aire aumentan durante el proceso. El agua ya fría se devuelve a la planta de potencia (o industrial) para recoger más energía sobrante. Como se evapora una parte del agua de circulación, hay que añadir la cantidad equivalente como agua de aporte en alguna parte del exterior de la torre.

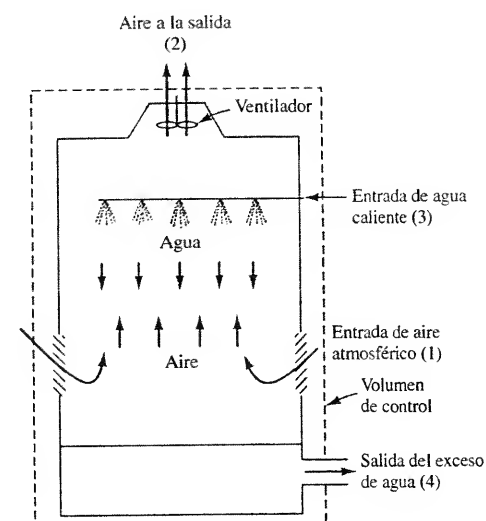
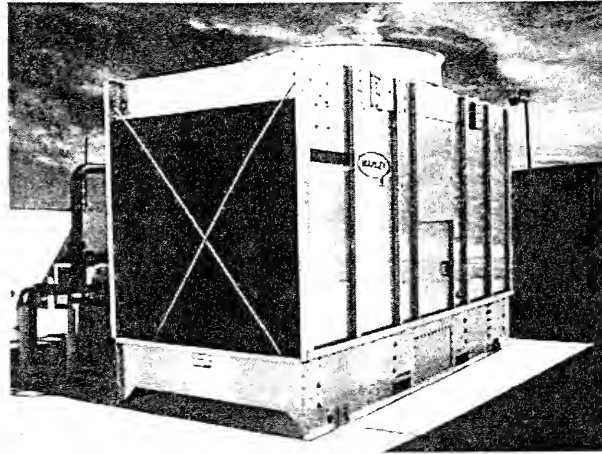


Figura 10.30. Esquema de una torre de refrigeración.



Fotografía 10.2. Instalación típica de una torre de refrigeración de tiro forzado. (Cortesía de Marley Company.)

Ahora se aplican los balances de energía y de agua al volumen de control señalado alrededor de la torre entera, como se indica en la Figura 10.30 por medio de la línea de trazos. Se supone que el proceso es adiabático, se desprecia el trabajo del ventilador y las variaciones de energía cinética y potencial. Por tanto, el balance de energía se escribe como $\sum (\dot{m}h)_{\text{ent}} = \sum (\dot{m}h)_{\text{sal}}$. Así

$$\dot{m}_{a1}h_{a1} + \dot{m}_{w3}h_{w3} = \dot{m}_{a2}h_{a2} + \dot{m}_{w4}h_{w4} \quad [10.61]$$

$$\text{o} \quad \dot{m}_{a1}(h_{a1} + \omega_1 h_{g1}) + \dot{m}_{w3}h_{w3} = \dot{m}_{a2}(h_{a2} + \omega_2 h_{g2}) + \dot{m}_{w4}h_{w4} \quad [10.62]$$

donde h_m en la Ecuación [10.61] es la entalpía de mezcla por unidad de masa de aire seco. Este valor puede calcularse directamente, como se indica en la Ecuación [10.62], o puede leerse en el diagrama psicrométrico. La entalpía de la corriente de agua h_w puede evaluarse como h_f a la temperatura en cuestión. Nótese que $\dot{m}_{a1} = \dot{m}_{a2} = \dot{m}_a$. Además, es necesario relacionar \dot{m}_{w3} con \dot{m}_{w4} por medio del balance de masa aplicado al agua que atraviesa el volumen de control. Dicho balance lleva a

$$\dot{m}_{w4} = \dot{m}_{w3} - \dot{m}_a(\omega_2 - \omega_1) \quad [10.63]$$

En el estudio de torres de refrigeración se conoce tanto el valor de \dot{m}_{w3} como la temperatura del agua que entra y sale de la torre. Datos adicionales sobre las condiciones de entrada y salida permiten determinar el flujo másico de aire seco requerido.

EJEMPLO 10.16

En una torre de refrigeración entra agua a 40 °C y sale a 25 °C. La torre recibe aire atmosférico a 20 °C y 40 por 100 de humedad relativa. El aire sale de la torre a 35 °C y 95 por 100 de humedad relativa. Calcúlese el flujo másico de aire seco, en kg/min, que atraviesa la torre si el flujo de agua que entra es de 12.000 kg/min.

Solución

Datos. Los correspondientes a la torre de refrigeración del esquema de la Figura 10.31.

Incógnitas. \dot{m} del aire seco en kg/min.

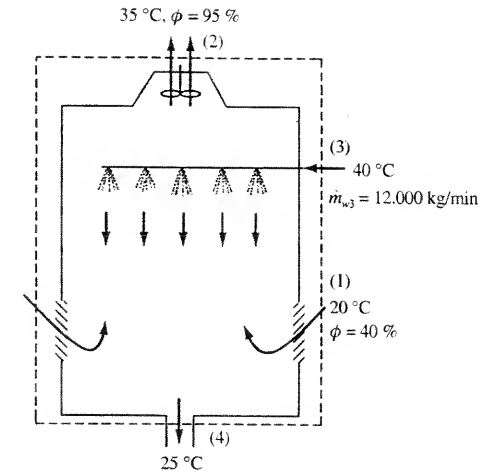


Figura 10.31. Esquema de la torre de refrigeración del Ejemplo 10.16.

Modelo. Régimen estacionario, $\dot{Q} = \dot{W} = \Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. La ecuación de la energía en la que intervienen las dos corrientes de entrada y las dos de salida es

$$\dot{m}_{a1}(h_{a1} + \omega_1 h_{g1}) + \dot{m}_{w3}h_{w3} = \dot{m}_{a2}(h_{a2} + \omega_2 h_{g2}) + \dot{m}_{w4}h_{w4}$$

Los datos que son más necesarios, además de la información de las tablas del vapor, son las relaciones de humedad de las corrientes de aire de entrada y salida. Éstas se obtienen con la Ecuación [10.42] del modo siguiente

$$\omega_1 = \frac{0,622(0,40)(0,02339)}{1,0 - 0,40(0,02339)} = 0,00587 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

$$\omega_2 = \frac{0,622(0,95)(0,05628)}{1,0 - 0,95(0,05628)} = 0,0351 \text{ kg agua/kg aire seco}$$

Otros valores son

$$\begin{aligned} h_{g1} &= 2.538,1 \text{ kJ/kg} & h_{f3} &= 167,6 \text{ kJ/kg} \\ h_{g2} &= 2.565,3 \text{ kJ/kg} & h_{f4} &= 104,9 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Con estos valores, y recordando que $c_{p,a} = 1,005 \text{ kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C}$, se tiene que el balance de energía antes aludido conduce al resultado siguiente

$$\begin{aligned} \dot{m}_a[1,005(20) + 0,00587(2.538,1)] + 12.000(167,6) &= \\ = \dot{m}_a[1,005(35) + 0,0351(2.565,3)] + \dot{m}_{w4}(104,9) \end{aligned}$$

Además, el balance de masa aplicado al agua del sistema viene dado por

$$\dot{m}_{w4} = \dot{m}_{w3} - \dot{m}_a(\omega_2 - \omega_1)$$

Sustituyendo datos se tiene

$$\dot{m}_{w4} = 12.000 - \dot{m}_a(0,0351 - 0,00587)$$

Cuando $\dot{m}_{u,4}$ de la última expresión se sustituye en la ecuación de la energía, entonces

$$35,00\dot{m}_a + 2,011 \times 10^6 = 125,22\dot{m}_a + 1,259 \times 10^6 - 3,07\dot{m}_a$$

$$\dot{m}_a = \frac{0,752 \times 10^6}{87,15} = 8.630 \text{ kg aire seco/min}$$

Si el aire entra a 1 bar, el volumen específico es

$$v = \frac{R_a T}{P - p_v} = \frac{0,08314(293)}{[1,0 - 0,40(0,02339)](28,97)} = 0,849 \text{ m}^3/\text{kg aire seco}$$

Entonces

$$\text{Flujo volumétrico} = v_1 \dot{m}_a = 0,849(8.630) = 7.330 \text{ m}^3/\text{min}$$

Comentario. Los datos de este problema se podrían haber obtenido de las tablas del vapor y del diagrama psicrométrico. Del balance de masa aplicado a las corrientes de agua se obtiene que la cantidad de agua evaporada asciende a 252 kg/min, que es un 2,1 por 100 del flujo de entrada del agua de refrigeración.

10.9. RESUMEN

La composición de una mezcla de gases se expresa o mediante un análisis gravimétrico (masa) o mediante un análisis molar. Con respecto a la masa, para k componentes

$$m_m = \sum_{i=1}^k m_i \quad mf_i \equiv \frac{m_i}{m_m} \quad \sum_{i=1}^k mf_i = 1$$

y en base molar

$$N_m = \sum_{i=1}^k N_i \quad y_i \equiv \frac{N_i}{N_m} \quad \sum_{i=1}^k y_i = 1$$

La masa molar aparente (o media) M_m y la constante específica del gas R_m de una mezcla de gases son

$$M_m \equiv \frac{m_m}{N_m} \quad y \quad R_m = \frac{R_u}{M_m}$$

siendo R_u la constante universal de los gases.

La ley de Dalton de las presiones aditivas y la ley de Amagat de los volúmenes aditivos son dos relaciones PvT importantes, a saber

$$P = \sum_{i=1}^k p_i \quad y \quad V = \sum_{i=1}^k V_i$$

donde la presión del componente p_i se mide a T y V de la mezcla, mientras que el volumen del componente V_i se mide a P y T de la mezcla. Para mezclas de gases ideales esto lleva a

$$y_i = \frac{p_i}{P} = \frac{N_i}{N_m} = \frac{V_i}{V}$$

para un estado determinado. Para las mezclas de gases ideales también hay otras propiedades que son aditivas. Es decir, en un estado dado

$$U_m = \sum_{i=1}^k m_i u_i = \sum_{i=1}^k N_i \bar{u}_i$$

$$H_m = \sum_{i=1}^k m_i h_i = \sum_{i=1}^k N_i \bar{h}_i$$

$$S_m = \sum_{i=1}^k m_i s_i = \sum_{i=1}^k N_i \bar{s}_i$$

En base molar o referidas a la masa, estas ecuaciones quedan

$$\bar{u}_m = \sum_{i=1}^k y_i \bar{u}_i \quad o \quad u_m = \sum_{i=1}^k mf_i u_i$$

$$\bar{h}_m = \sum_{i=1}^k y_i \bar{h}_i \quad o \quad h_m = \sum_{i=1}^k mf_i h_i$$

$$\bar{s}_m = \sum_{i=1}^k y_i \bar{s}_i \quad o \quad s_m = \sum_{i=1}^k mf_i s_i$$

Como $\Delta u_m \equiv c_{v,m} \Delta T$ y $\Delta h_m \equiv c_{p,m} \Delta T$, la capacidad térmica específica media de una mezcla está definida por

$$c_{v,m} = \sum_{i=1}^k y_i \bar{c}_{v,i} = \sum_{i=1}^k mf_i c_{v,i}$$

$$c_{p,m} = \sum_{i=1}^k y_i \bar{c}_{p,i} = \sum_{i=1}^k mf_i c_{p,i}$$

Cuando se expresa la entropía en función de la temperatura y la presión

$$\Delta s_i = c_{p,i} \ln \frac{T_2}{T_1} - R_i \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}} = s_{i2}^0 - s_{i1}^0 - R_i \ln \frac{p_{i2}}{p_{i1}}$$

donde p_i es de nuevo la presión del componente en la mezcla. Este aspecto relativo a p_i es particularmente importante cuando se trata de procesos de mezcla.

Una aplicación importante de las relaciones entre propiedades de las mezclas de gases ideales es la que se hace al aire atmosférico. Dos propiedades importantes son, en este caso, la humedad relativa ϕ y la humedad específica ω , dadas por

$$\phi \equiv \frac{p_v}{p_g} \quad \omega \equiv \frac{m_v}{m_a} = \frac{0,622 \phi p_g}{P - \phi p_g}$$

La entalpía del aire atmosférico por unidad de masa de aire seco está representada por

$$h_m = h_a + \omega h_v = c_{p,a} T + \omega h_g$$

donde cada término está referido a la unidad de masa de aire seco. El volumen específico por unidad de masa de aire seco es

$$v_m = \frac{R_u T}{P - p_v}$$

donde p_v se mide a T . La medida de la temperatura de saturación adiabática o de la temperatura de bulbo húmedo $T_2 = T_{bh,1} = T_{sa,1}$ de aire inicialmente a la temperatura de bulbo seco T_1 y humedad específica ω_1 , lleva hasta la humedad específica a través de las ecuaciones

$$\omega_{sat,2} = \frac{0,622p_{g2}}{P - p_{g2}}$$

y

$$\omega_1 = \frac{c_{p,a}(T_2 - T_1) + \omega_{sat,2}h_{fg,2}}{h_{v1} - h_{f2}}$$

Así, la medida de las temperaturas de bulbo seco y húmedo y de la presión total permiten evaluar ω_1 y por tanto el resto de las propiedades.

Las relaciones anteriores entre propiedades, junto con las ecuaciones de conservación de la masa y la energía, llevan al estudio de varios procesos de acondicionamiento de aire. Estos son (1) calentamiento y enfriamiento a humedad específica constante, (2) deshumidificación con calentamiento, (3) humidificación mediante adición de agua, (4) enfriamiento por evaporación, (5) mezcla adiabática de dos corrientes de aire atmosférico, y (6) torres de refrigeración.

PROBLEMAS

- 10.1. Una mezcla gaseosa contiene el 40 por 100 de metano (CH_4) y el 60 por 100 de monóxido de carbono (CO) en volumen. Determinése (a) el análisis gravimétrico, (b) la masa molar aparente de la mezcla, y (c) la masa, en kg, de 10 m^3 de mezcla a $1,2 \text{ bar}$ y 127°C .
- 10.2. El análisis gravimétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 56 por 100 de N_2 , 28 por 100 de CO y 16 por 100 de O_2 . Determinése (a) el análisis volumétrico, (b) la masa molar aparente de la mezcla, y (c) el volumen, en m^3 , de $0,20 \text{ kg}$ de mezcla a 67°C y 140 kPa .
- 10.3. Una mezcla gaseosa contiene $0,28 \text{ kg}$ de CO , $0,16 \text{ kg}$ de O_2 y $0,66 \text{ kg}$ de CO_2 a $1,4 \text{ bar}$ y 17°C . Obténgase (a) el análisis volumétrico, (b) la constante aparente del gas en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (c) el volumen ocupado por la mezcla en m^3 .
- 10.4. El análisis volumétrico de una mezcla gaseosa es el siguiente: 60 por 100 de N_2 , 33 por 100 de CO_2 y 7 por 100 de O_2 .
(a) Determinése el análisis gravimétrico.
(b) Determinése la masa molar aparente en kg/kmol .
(c) Obténgase el flujo másico, en kg/s , si el flujo volumétrico, en régimen estacionario, a 100 kPa y 57°C es igual a $10 \text{ m}^3/\text{s}$.
- 10.5. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 70 por 100 de N_2 , 20 por 100 de CO_2 y 10 por 100 de O_2 . El flujo volumétrico de la mezcla a 1 bar y 90°C es de $12 \text{ m}^3/\text{s}$. Determinése (a) el análisis gravimétrico, (b) la presión del componente CO_2 , y (c) el flujo másico de la mezcla, en kg/s .
- 10.6. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 50 por 100 de CO_2 , 40 por 100 de N_2 y 10 por 100 de H_2O .
(a) Determinése el análisis gravimétrico de la mezcla y la masa molar aparente.
(b) Un depósito de $0,0277 \text{ m}^3$ de capacidad contiene $0,060 \text{ kg}$ de mezcla a 77°C . Determinése la presión del gas en kPa .

- 10.7. El análisis molar de una mezcla de gas natural es el siguiente: 70 por 100 de CH_4 , 10 por 100 de C_2H_6 y 20 por 100 de N_2 . Un flujo volumétrico de $5 \text{ m}^3/\text{s}$ de mezcla a $1,01 \text{ bar}$ y 27°C entra en un horno. Determinése (a) la fracción másica de cada componente, y (b) el flujo másico en kg/s .
- 10.81. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es igual a: 60 por 100 de N_2 , 30 por 100 de CO_2 y 10 por 100 de O_2 . El flujo volumétrico de la mezcla a 15 psia y 140°F es de $20 \text{ ft}^3/\text{s}$. Determinése (a) el análisis gravimétrico, (b) la presión del componente CO_2 , y (c) el flujo másico de la mezcla en lb_m/s .
- 10.91. El análisis gravimétrico de una mezcla de gases ideales da 56 por 100 de N_2 , 28 por 100 de CO_2 y 16 por 100 de O_2 . Determinése (a) el análisis volumétrico, (b) la masa molar aparente de la mezcla, y (c) el volumen en pies cúbicos, de $0,30 \text{ lb}_m$ de mezcla a 90°F y 20 psia .
- 10.101. Una mezcla gaseosa que está a 20 psia y 90°F contiene $0,42 \text{ lb}_m$ de CO , $0,16 \text{ lb}_m$ de O_2 y $0,88 \text{ lb}_m$ de CO_2 . Calcúlese (a) el análisis volumétrico, (b) la constante aparente del gas en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, y (c) el volumen ocupado por la mezcla, en pies cúbicos.
- 10.111. El análisis volumétrico de una mezcla gaseosa es el siguiente: 50 por 100 de N_2 ; 40 por 100 de CO_2 y 10 por 100 de O_2 . Determinése (a) el análisis gravimétrico, (b) la masa molar aparente en lb_m/lbmol , y (c) la masa, en libras, de 1.000 ft^3 de mezcla gaseosa a 30 psia y 80°F .
- 10.12. El análisis volumétrico de una mezcla a 300 K y 160 kPa es el siguiente: 60 por 100 de O_2 y 40 por 100 de CO_2 . Calcúlese (a) el análisis gravimétrico, (b) la presión parcial del O_2 en kPa , (c) la masa molar aparente, y (d) el volumen ocupado por $0,13 \text{ kg}$ de mezcla, en m^3 .
- 10.13. El análisis gravimétrico de una mezcla gaseosa a 120 kPa y $0,063 \text{ m}^3$ es el siguiente: 32 por 100 de O_2 ; 56 por 100 de CO_2 y 12 por 100 de He . Determinése (a) el análisis volumétrico, (b) la constante aparente del gas en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (c) la temperatura de $0,050 \text{ kg}$ de mezcla, en kelvin.
- 10.14. Una mezcla gaseosa está constituida por un 64 por 100 en masa de O_2 y un 36 por 100 en masa de H_2 . La presión total es 3 bar y el volumen es igual a $0,10 \text{ m}^3$. Determinése (a) la presión parcial del hidrógeno en bar, (b) la masa molar aparente en kg/kmol , (c) la constante del gas en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, y (d) la temperatura, en kelvin, si la masa de la mezcla es $0,052 \text{ kg}$.
- 10.15. Un depósito de $0,1 \text{ m}^3$ contiene $0,70 \text{ kg}$ de N_2 y $1,10 \text{ kg}$ de CO_2 a 27°C . Calcúlese (a) la presión del componente N_2 , en kPa , (b) el volumen del componente de cada sustancia en metros cúbicos, (c) la presión total en kPa , y (d) la constante del gas para la mezcla, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.
- 10.161. El análisis gravimétrico de una mezcla gaseosa a 23 psia y $1,90 \text{ ft}^3$ es el siguiente: 24 por 100 de O_2 , 56 por 100 de CO_2 y 20 por 100 de He . Determinése (a) el análisis volumétrico, (b) la constante aparente del gas en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, y (c) la temperatura de $0,10 \text{ lb}_m$ de mezcla, en $^\circ\text{R}$.
- 10.171. Una mezcla de gases ideales está integrada por un 80 por 100 de O_2 y un 20 por 100 de H_2 en peso. La presión total es 50 psia y el volumen es igual a $2,0 \text{ ft}^3$. Determinése (a) la presión parcial del hidrógeno en psia, (b) la masa molar aparente en lb_m/lbmol , (c) la constante del gas en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, y (d) la temperatura, en grados Fahrenheit, si la masa de la mezcla es igual a $0,14 \text{ lb}_m$.

- 10.18I. Un depósito de 20 ft³ contiene 1,40 lb_m de N₂ y 2,20 lb_m de CO₂ a 90 °F. Calcúlese (a) la presión del componente N₂, en psia, (b) el volumen del componente de cada sustancia en pies cúbicos, (c) la presión total en psia, y (d) la constante del gas para la mezcla, en Btu/lb_m · °R.
- 10.19. Un depósito rígido contiene 2,0 kg de CO y 1,0 kg de CO₂ a 2,4 bar y 400 K. Durante un determinado proceso se le comunican 174,5 kJ de calor y por una resistencia colocada en el interior del depósito pasa una corriente de 6,5 A durante 0,20 h. Si la temperatura final de la mezcla es 500 K, determínese la diferencia de potencial constante aplicada a la resistencia durante el proceso. Utilícense los datos de las Tablas A.8 y A.9.
- 10.20. El análisis volumétrico de un gas a 77 °C y 100 kPa es el siguiente: 4 por 100 de H₂, 12 por 100 de CO, 25 por 100 de CO₂ y 59 por 100 de N₂. Por un cambiador de calor en régimen estacionario circulan 20 m³/min de mezcla inicial hasta que la temperatura alcanza los 227 °C. Determínese (a) el análisis gravimétrico, (b) el calor intercambiado utilizando las tablas de gas ideal, (c) el calor intercambiado empleando datos de capacidades térmicas específicas en kJ/kg, y (d) el flujo de calor en kJ/min.
- 10.21. Un depósito rígido contiene una mezcla gaseosa a 227 °C y 200 kPa, con el análisis volumétrico siguiente: 50 por 100 de N₂, 30 por 100 de CO₂ y 20 por 100 de O₂. Se enfría la mezcla hasta 27 °C. Determínese el calor que es necesario extraer en kJ/kmol, empleando (a) datos de gas ideal tabulados, (b) valores medios de capacidades térmicas específicas, y (c) el calor extraído, en kJ, para un volumen de 2 m³.
- 10.22. Una mezcla de gases contiene 0,28 kg de CO, 0,16 kg de O₂ y 0,66 kg de CO₂, a 1,4 bar y 17 °C. Se calienta la mezcla a presión constante en un dispositivo cilindro-émbolo, hasta una temperatura final de 277 °C. Determínese el calor que es necesario suministrar, en kJ, utilizando (a) datos de gas ideal tabulados, (b) datos de capacidades térmicas específicas medias, y (c) el calor suministrado en kJ/kmol.
- 10.23. El análisis volumétrico de una mezcla gaseosa es el siguiente: 70 por 100 de N₂, 23 por 100 de CO₂ y 7 por 100 de O₂. Al pasar por un cambiador de calor en régimen estacionario, la mezcla se enfría desde 550 hasta 325 K. Calcúlese el calor intercambiado en kJ/kmol y kJ/kg usando datos de gas ideal tabulados.
- 10.24I. El análisis volumétrico de un gas a 100 °F y 14,5 psia es el siguiente: 4 por 100 de H₂, 12 por 100 de CO, 35 por 100 de CO₂ y 49 por 100 de N₂. La mezcla pasa por un cambiador de calor en régimen estacionario, hasta que la temperatura alcanza los 300 °F. Determínese (a) el análisis gravimétrico, (b) el calor intercambiado utilizando las tablas de gas ideal, y (c) el calor intercambiado empleando valores de capacidades térmicas específicas en Btu/lb_m.
- 10.25I. Un depósito rígido contiene una mezcla gaseosa a 500 °F y 25 psia, con el análisis volumétrico siguiente: 70 por 100 de N₂, 20 por 100 de CO₂ y 10 por 100 de O₂. La mezcla se enfría hasta 100 °F. Determínese el calor que es necesario extraer en Btu/lbmol, empleando (a) datos de gas ideal tabulados, (b) valores medios de capacidades térmicas específicas, y (c) el calor extraído, en Btu, para un volumen de 5 ft³.
- 10.26I. Una mezcla de gases contiene 0,28 lb_m de CO, 0,16 lb_m de O₂ y 0,66 lb_m de CO₂, a 20 psia y 90 °F. Se calienta la mezcla a presión constante en un dispositivo cilindro-émbolo, hasta una temperatura final de 440 °F.

- Determínese el calor que es necesario suministrar, en Btu, utilizando (a) datos de gas ideal tabulados, y (b) valores medios de capacidades térmicas específicas.
- 10.27I. El análisis volumétrico de una mezcla gaseosa es el siguiente: 60 por 100 de N₂, 33 por 100 de CO₂ y 7 por 100 de O₂. Al pasar por un cambiador de calor en régimen estacionario, la mezcla se enfría desde 540 hasta 140 °F. Calcúlese el calor intercambiado en Btu/lbmol y Btu/lb_m, usando datos de gas ideal tabulados.
- 10.28. Un depósito rígido contiene 0,2 kg de nitrógeno y 0,1 kg de dióxido de carbono a 200 kPa y 37 °C. Durante un determinado proceso se le comunican 4,90 kJ de calor y por una resistencia colocada en el interior del depósito pasa una corriente de 4,5 A durante 6,0 min. Si la temperatura final de la mezcla es 147 °C, determínese la diferencia de potencial constante aplicada a la resistencia durante el proceso. Utilícense datos tabulados de las tablas de gas ideal.
- 10.29. La composición de una mezcla de gases ideales a 0,34 MPa y 327 °C es 56 por 100 de CO, 28 por 100 de N₂ y 16 por 100 de He, en peso. La mezcla se expande adiabáticamente en una turbina que funciona en régimen estacionario hasta que la temperatura de salida es 77 °C. Determínese (a) el trabajo en eje de salida, en kJ/kmol, y (b) la potencia en kW, si entran 4,0 m³/min de mezcla.
- 10.30. En una turbina adiabática se expande una mezcla equimolar de dos gases ideales desde un estado inicial de 400 K y 50 m/s hasta un estado final de 350 K. Determínese la velocidad a la salida, en m/s, si la mezcla está constituida por Ar y CO.
- 10.31. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 30 por 100 de CO, 50 por 100 de CO₂ y 20 por 100 de O₂. La mezcla entra en un compresor que funciona en régimen estacionario a 37 °C y 60 m/s y lo abandona a 237 °C y 100 m/s.
(a) Determínese el trabajo en eje de entrada necesario, en kJ/kg, si durante el proceso se pierden 4,0 kJ/kg de calor.
(b) Si el flujo volumétrico a la entrada es de 6,0 m³/min y la presión es 120 kPa, determínese la potencia de entrada en kW.
- 10.32. Una mezcla equimolar de CO y Ar circula en régimen estacionario por un difusor. El estado inicial es 300 K y 200 m/s y la velocidad final es 50 m/s. Si el proceso es adiabático, estílese la temperatura final de la mezcla en kelvin, utilizando datos de capacidades térmicas específicas.
- 10.33I. Un depósito rígido contiene 1,0 lb_m de nitrógeno y 1,0 lb_m de dióxido de carbono a 30 psia y 100 °F. Durante un determinado proceso se suministran 47,0 Btu de calor y se hace pasar una corriente de 4,5 A durante 15,0 min a través de una resistencia colocada en el interior del depósito. Si la temperatura final de la mezcla gaseosa es 300 °F, determínese la diferencia de potencial constante aplicada a la resistencia. Utilícense datos tabulados de las tablas de gas ideal.
- 10.34I. La composición de una mezcla de gases ideales a 50 psia y 620 °F es 56 por 100 en peso de CO, 32 por 100 de N₂ y 12 por 100 de He. La mezcla se expansiona adiabáticamente en una turbina que funciona en régimen estacionario hasta que la temperatura de salida es 160 °F. Determínese (a) el trabajo en eje de salida, en Btu/lbmol, y (b) la potencia en kW, si entran 30 ft³/min de mezcla.

- 10.351. En una tobera adiabática se expansiona una mezcla equimolar de He y CO desde un estado inicial de 260 °F y 100 ft/s hasta un estado final de 200 °F. Determinése la velocidad a la salida en ft/s.
- 10.361. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 33,3 por 100 de CO, 50,0 por 100 de CO₂ y 16,7 por 100 de O₂. La mezcla entra en un compresor que funciona en régimen estacionario a 100 °F y 150 ft/s y sale del mismo a 440 °F y 300 ft/s.
- (a) Determinése el trabajo en eje de entrada necesario, en Btu/lb_m, si durante el proceso se pierden 4,0 Btu/lb_m de calor.
- (b) Si el flujo volumétrico a la entrada es de 120 ft³/min y la presión es 15 psia, determinése la potencia suministrada en hp.
- 10.37. Se mezclan adiabáticamente 0,1 kmol de dióxido de carbono (CO₂) a 2 bar y 27 °C con 0,2 kmol de O₂ a 5 bar y 152 °C. Durante el proceso de mezcla a volumen constante se comunica una energía eléctrica equivalente a 670 kJ/kmol. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en grados Celsius, empleando valores tabulados, y (b) la presión final en bar.
- 10.38. En un sistema cerrado a presión constante se mezclan adiabáticamente 0,9 kmol de dióxido de carbono (CO₂) a 0,2 MPa y 327 °C con 2 kmol de N₂ a 0,2 MPa y 27 °C. Durante el proceso se comunica un trabajo eléctrico de 2.000 kJ. Determinése la temperatura final de la mezcla en grados Celsius.
- 10.39. Se mezclan 2 kg de nitrógeno, que se encuentran inicialmente en un depósito rígido a 700 kPa y 177 °C, con 1,2 kg de oxígeno, inicialmente en otro depósito a 300 kPa y 27 °C, mediante la apertura de una válvula que conecta ambos depósitos. Si la temperatura final de equilibrio es igual a 117 °C, determinése (a) el calor transferido en kJ, y (b) la presión final en kPa.
- 10.401. Se mezclan adiabáticamente 1 lbmol de dióxido de carbono (CO₂) a 30 psia y 100 °F con 2 lbmol de O₂ a 80 psia y 300 °F. Durante el proceso de mezcla a volumen constante se comunica una energía eléctrica equivalente a 200 Btu/lbmol de mezcla. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en grados Fahrenheit, empleando valores tabulados, y (b) la presión final en psia.
- 10.411. En un sistema cerrado a presión constante se mezclan adiabáticamente 1 lbmol de dióxido de carbono (CO₂) a 30 psia y 200 °F con 2 lbmol de N₂ a 30 psia y 80 °F. Durante el proceso se comunica un trabajo eléctrico de 400 Btu. Determinése la temperatura final de la mezcla en grados Fahrenheit.
- 10.421. Se mezclan 2 lb_m de nitrógeno, que se encuentran inicialmente en un depósito rígido a 100 psia y 140 °F, con 1 lb_m de oxígeno, inicialmente en otro depósito a 50 psia y 60 °F, mediante la apertura de una válvula que conecta ambos depósitos. Si la temperatura final de equilibrio es 100 °F, determinése (a) el calor transferido en Btu, y (b) la presión final en psia.

PROCESOS ISOENTRÓPICOS Y VARIACIONES DE ENTROPÍA DE MEZCLAS DE GASES IDEALES

- 10.43. Una mezcla de CO, CO₂ y N₂ en relación molar 1 : 2 : 5 se expansiona en una tobera desde 600 K, 1.000 kPa y 10 m/s hasta 100 kPa. Si la velocidad final es 710 m/s, determinése el rendimiento de la tobera.

- 10.44. Una mezcla constituida por N₂, CO₂ y H₂O en relación molar 4 : 1 : 1 entra en una turbina a 1.000 K y se expande con una relación de presiones 6 : 1. Empleando datos de s^0 , calcúlese la potencia de salida en kW si el rendimiento adiabático de la turbina es del 80 por 100 y el flujo másico de la mezcla es 2 kg/s.
- 10.45. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime una mezcla de H₂O, CO y N₂ en relación molar 1 : 2 : 5, desde 1 bar y 300 K hasta 4 bar. Utilizando datos de s^0 , determinése (a) la temperatura final en kelvin, y (b) el trabajo de entrada en kJ/kmol de mezcla.
- 10.46. Una mezcla constituida por N₂, CO₂ y H₂O en relación molar 4 : 1 : 1, se comprime en régimen estacionario hasta una relación de presiones de 6 : 1, desde una temperatura inicial de 300 K. Empleando datos de s^0 , calcúlese el rendimiento del compresor si la temperatura real de salida es 520 K.
- 10.47. Una mezcla equimolar de helio y argón entra en una turbina a 660 K y se expansiona adiabáticamente con una relación de presiones de 4,5 : 1 hasta una temperatura de 400 K. Determinése (a) el trabajo real de salida, y (b) el rendimiento isoentrópico de la turbina.
- 10.48. Una mezcla equimolar de helio y nitrógeno a 300 K se comprime adiabáticamente en régimen estacionario hasta una relación de presiones 3 : 1. El rendimiento adiabático del compresor es del 82 por 100. Utilizando datos de capacidades térmicas específicas, determinése el trabajo real necesario en kJ/kmol.
- 10.491. En un dispositivo cilindro-émbolo se expansiona isoentrópicamente desde 2.000 °R y 10 atm hasta 1 atm, una mezcla de H₂O, CO y N₂, en los que las presiones de los componentes se encuentran en relación 1 : 2 : 5. Empleando datos de s^0 , calcúlese la cantidad de trabajo realizado en Btu/lbmol de mezcla.
- 10.501. Una mezcla constituida por N₂, CO₂ y H₂O en relación molar 4 : 1 : 1 entra en una turbina a 2.500 °R y se expande con una relación de presiones 6 : 1. Empleando datos de s^0 , calcúlese la potencia de salida en hp si el rendimiento adiabático de la turbina es del 84 por 100 y el flujo másico de la mezcla es 5 lb_m/s.
- 10.511. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime isoentrópicamente una mezcla de H₂O, CO y N₂ en relación molar 1 : 2 : 5, desde 1 atm y 80 °F hasta 4 atm. Utilizando datos de s^0 , determinése (a) la temperatura final en grados Rankine, y (b) el trabajo necesario en kJ/kmol de mezcla.
- 10.521. Una mezcla constituida por N₂, CO₂ y H₂O en relación molar 4 : 1 : 1 se comprime adiabáticamente en régimen estacionario hasta una relación de presiones de 6 : 1, desde una temperatura inicial de 540 °R. Empleando datos de s^0 , calcúlese el rendimiento del compresor si la temperatura real de salida es 940 °R.
- 10.53. Un depósito rígido está dividido en dos compartimentos. Uno de ellos contiene 0,020 kmol de CO a 500 K y 0,420 m³ y el otro 0,040 kmol de CO₂ a 300 K y 1,00 m³. Se rompe el tabique que separa los dos gases, que se mezclan adiabáticamente. La presión final resulta ser igual a 123 kPa. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en kelvin, y (b) la producción de entropía en el proceso, en kJ/K.
- 10.54. Dos corrientes separadas de monóxido de carbono y argón entran a una cámara adiabática de mezcla, con una relación de masas 2 : 1. El

- monóxido de carbono a la entrada está a 120 kPa y 300 K, y el argón a 120 kPa y 450 K. La mezcla sale a 110 kPa. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en kelvin, y (b) la producción de entropía del proceso en kJ/kmol de mezcla · K.
- 10.55. A una cámara adiabática de mezcla entran, en corrientes separadas, hidrógeno y nitrógeno en relación molar 3 : 1. El hidrógeno a la entrada está a 2 bar y 77 °C y el nitrógeno está a 2 bar y 277 °C. La mezcla sale a 1,9 bar.
(a) Determinése la temperatura final de la mezcla, en kelvin.
(b) Calcúlese la producción de entropía en el proceso global, en kJ/kmol · K.
- 10.56. Un depósito de 0,3 m³ aislado térmicamente está dividido en dos compartimentos por medio de un tabique de separación. Uno de los compartimentos tiene un volumen de 0,2 m³ y contiene inicialmente hidrógeno gaseoso a 0,20 MPa y 127 °C. El otro contiene nitrógeno gaseoso a 0,40 MPa y 27 °C. Se retira el tabique adiabático y se deja que se mezclen los gases. Determinése (a) la temperatura de equilibrio de la mezcla, en kelvin, (b) la presión de la mezcla en bar, y (c) la producción de entropía en kJ/K.
- 10.57. Un determinado sistema consta de dos depósitos interconectados por medio de una tubería y una válvula. Uno de los depósitos contiene 2,0 kg de argón a 1,5 bar y 27 °C. El otro, tiene 1,6 kg de oxígeno a 5 bar y 127 °C. Se abre la válvula y se deja que se mezclen los gases. La temperatura atmosférica es de 17 °C y la temperatura final de la mezcla es igual a 77 °C. Determinése (a) el calor transferido en kJ, (b) la presión final de la mezcla, (c) la variación de entropía del argón y del oxígeno en kJ/K, y (d) la generación total de entropía durante el proceso, en kJ/K.
- 10.58. Se tienen dos depósitos interconectados por medio de una tubería y una válvula. Uno de los depósitos, con un volumen de 0,692 m³, contiene 2,2 kg de dióxido de carbono a 27 °C. El otro tiene un volumen de 0,33 m³ y contiene 1,60 kg de oxígeno a 127 °C. Se abre la válvula y se mezclan los gases. Debido al calor transferido desde una fuente térmica a 600 K, la temperatura final de la mezcla es igual a 177 °C. Determinése (a) el calor transferido en kJ, (b) la presión final en bar, (c) la variación de entropía del dióxido de carbono y del oxígeno en kJ/K, y (d) la generación total de entropía durante el proceso en kJ/K.
- 10.59. Un depósito de 0,06 m³ aislado térmicamente está dividido en dos compartimentos por medio de un tabique de separación. Uno de los compartimentos tiene un volumen de 0,02 m³ y contiene inicialmente 0,070 kg de monóxido de carbono a 267 °C. El otro contiene inicialmente 0,010 kg de helio a 17 °C. Se retira el tabique adiabático y se deja que se mezclen los gases. Determinése (a) la temperatura de equilibrio de la mezcla en kelvin, (b) la presión final de la mezcla en kPa, y (c) la producción de entropía en el proceso, en kJ/K.
- 10.60. Por una de las entradas de un volumen de control entra una mezcla de 33 kg/min de CO₂ y 9 kg/min de H₂O a 0,20 MPa y 440 K. Por otra entrada va una mezcla de 8 kg/min de O₂ y 14 kg/min de N₂ a 0,20 MPa y 340 K. La mezcla de los cuatro gases sale del volumen de control a 0,19 MPa y 400 K. El trabajo en eje es igual a cero. Utilícense las tablas de gas ideal para calcular (a) la magnitud y sentido del calor transferido en kJ/h, (b) la variación de entropía por unidad de tiempo del CO₂ en kJ/h · K, y (c) el área de la sección transversal de la

- superficie de control por la que entran el CO₂ y el H₂O, en cm², si la velocidad del gas en dicha superficie es igual a 8 m/s.
- 10.61I. Un depósito rígido está dividido en dos compartimentos. Uno de ellos contiene 0,0125 lbmol de CO a 400 °F y 40 psia y el otro 0,0148 lbmol de CO₂ a 200 °F y 20 psia. Se rompe el tabique que separa los dos gases y éstos se mezclan adiabáticamente. La presión final resulta ser igual a 26,4 psia. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en grados Fahrenheit, y (b) la generación de entropía del proceso global, en Btu/°R.
- 10.62I. Dos corrientes separadas de monóxido de carbono y argón entran en una cámara adiabática de mezcla, con una relación de masas 2 : 1. El monóxido de carbono a la entrada está a 18 psia y 540 °R, y el argón se encuentra a 18 psia y 840 °R. La mezcla sale a 16 psia. Determinése (a) la temperatura final de la mezcla en grados Rankine, y (b) la producción de entropía en el proceso, en Btu/lbmol de mezcla · K.
- 10.63I. A una cámara adiabática de mezcla entran, en corrientes separadas, hidrógeno y nitrógeno en relación molar 3 : 1. El hidrógeno a la entrada está a 25 psia y 140 °F y el nitrógeno está a 25 psia y 540 °F. La mezcla sale a 24 psia.
(a) Determinése la temperatura final de la mezcla, en grados Rankine.
(b) Calcúlese la variación de entropía del hidrógeno gaseoso, en Btu/lbmol · °R.
- 10.64I. Un depósito de 3 ft³ aislado térmicamente está dividido en dos compartimentos por medio de un tabique de separación. Uno de los compartimentos tiene un volumen de 2 ft³ y contiene inicialmente hidrógeno gaseoso a 30 psia y 110 °F. El otro contiene nitrógeno gaseoso a 50 psia y 50 °F. Se retira el tabique adiabático y se deja que se mezclen los gases. Determinése (a) la temperatura de equilibrio de la mezcla en grados Fahrenheit, (b) la presión de la mezcla en psia, y (c) la producción de entropía en Btu/°R.
- 10.65I. Un determinado sistema consta de dos depósitos interconectados por medio de una tubería y una válvula. Uno de los depósitos contiene 5,0 lb_m de argón a 20 psia y 90 °F. El otro contiene 4,0 lb_m de oxígeno a 100 psia y 140 °F. Se abre la válvula y se deja que se mezclen los gases. La temperatura de la atmósfera es de 40 °F y se sabe que durante este proceso el sistema, que se encuentra sin aislar térmicamente, cede 31 Btu en forma de calor. Determinése (a) la temperatura final, (b) la presión final de la mezcla, (c) la masa molar aparente de la mezcla, (d) la variación de entropía del argón y del oxígeno en Btu/°R, y (e) la generación total de entropía durante el proceso, en Btu/°R.
- 10.66I. Se tienen dos depósitos interconectados por medio de una tubería y una válvula. Uno de los depósitos, con un volumen de 37,0 ft³, contiene 5,0 lb_m de argón a 90 °F. El otro tiene un volumen de 8,0 ft³ y contiene 4,0 lb_m de oxígeno a 140 °F. Se abre la válvula y se mezclan los gases. Durante el proceso de mezcla, una fuente térmica a 540 °F le cede un calor de 49,0 Btu. Determinése (a) la temperatura final en °F, (b) la presión final en psia, (c) la variación de entropía del argón y del oxígeno en Btu/°R, y (d) la producción total de entropía durante el proceso, en Btu/°R.
- 10.67I. Un depósito de 1,5 ft³ aislado térmicamente está dividido en dos compartimentos por medio de un tabique de separación. Uno de los com-

partimentos tiene un volumen de $0,5 \text{ ft}^3$ y contiene inicialmente $0,10 \text{ lb}_m$ de monóxido de carbono a 500°F . El otro contiene inicialmente $0,020 \text{ lb}_m$ de helio a 60°F . Se retira el tabique adiabático y se deja que se mezclen los gases. Determínese (a) la temperatura de equilibrio de la mezcla en grados Fahrenheit, (b) la presión final de la mezcla en psia, y (c) la producción de entropía en el proceso, en $\text{Btu}/^\circ\text{R}$.

PROPIEDADES DE LAS MEZCLAS IDEALES GAS-VAPOR

- 10.68. Un depósito contiene 300 g de aire seco y 50 g de vapor de agua saturado a 70°C . Determínese (a) el volumen del depósito en litros, y (b) la presión total en milibares.
- 10.69. Un depósito rígido de 300 L contiene inicialmente $0,34 \text{ kg}$ de aire seco a 60°C . Se añade vapor de agua hasta que el gas está saturado a la misma temperatura. Determínese (a) la masa de agua añadida en kg, y (b) la presión total final en kPa.
- 10.70. Un depósito rígido de 40 L contiene $0,060 \text{ kg}$ de oxígeno a 20°C . Se añade refrigerante 134a hasta que el oxígeno está saturado a la misma temperatura. Determínese (a) la masa de refrigerante 134a añadido en kg, y (b) la presión total final en bar.
- 10.71. Un depósito rígido contiene 300 g de aire seco y 70 g de vapor de agua saturado a la temperatura de 80°C . Determínese (a) el volumen del depósito en litros, y (b) la presión total en kilopascales.
- 10.72. Un depósito rígido de $0,2 \text{ m}^3$ contiene inicialmente aire atmosférico a 30°C y 100 kPa con una humedad relativa del 10 por 100. Se añade vapor de agua al depósito hasta que el aire está saturado a 30°C . Determínese (a) la masa de agua añadida en kilogramos, y (b) la presión total final en kilopascales.
- 10.73. Un depósito contiene 10 kg de aire seco y $0,15 \text{ kg}$ de vapor de agua a 26°C y 100 kPa . Determínese (a) la humedad específica, (b) la humedad relativa, y (c) el volumen del depósito en m^3 .
- 10.74. Un dispositivo cilindro-émbolo contiene $0,10 \text{ kmol}$ de aire seco y $0,0014 \text{ kmol}$ de vapor de agua a 20°C y 100 kPa . Se enfría la mezcla hasta 5°C a presión constante. Determínese (a) la relación de humedad inicial, (b) la humedad relativa inicial en tantos por ciento, (c) la temperatura de rocío inicial, y (d) la cantidad de agua que ha condensado por unidad de masa de aire seco.
- 10.75. Una muestra de aire atmosférico contiene $0,012 \text{ kg}$ de agua y $1,0 \text{ kg}$ de aire seco a 22°C y 95 kPa . Por la noche, la temperatura desciende hasta 10°C , manteniéndose la presión. Determínese (a) la humedad relativa inicial, (b) la temperatura de rocío inicial, y (c) la masa de agua que ha condensado por unidad de masa de aire seco.
- 10.76. Se comprime de manera isoterma aire atmosférico, que se encuentra inicialmente a 20°C , 1 bar y 70 por 100 de humedad relativa, hasta que se alcanza la presión de 2 bar. (a) Demuéstrese que tiene que haber condensación. (b) Obténgase la cantidad de agua que ha condensado, en $\text{kg H}_2\text{O}/\text{kg}$ aire seco.
- 10.77. Se tiene aire seco a -20°C y 4 bar que contiene refrigerante 134a, de modo que la «humedad relativa» del refrigerante 134a es del 75 por 100. Se comprime de manera isoterma esta mezcla de gases idea-

les hasta que se alcanza una presión de 6 bar. (a) Demuéstrese que tiene que haber condensación. (b) Obténgase la cantidad de refrigerante 134a que ha condensado, en $\text{kg R-134a}/\text{kg}$ aire seco.

- 10.781. Un depósito rígido de 10 ft^3 contiene inicialmente $0,65 \text{ lb}_m$ de aire seco a 140°F . Se añade vapor de agua hasta que el gas está saturado a la misma temperatura. Determínese (a) la masa de agua añadida en libras, y (b) la presión total final en psia.
- 10.791. Un depósito rígido de $1,25 \text{ ft}^3$ contiene $0,110 \text{ lb}_m$ de oxígeno a 70°F . Se añade refrigerante 134a hasta que el gas está saturado a la misma temperatura. Determínese (a) la masa de refrigerante 134a añadido en libras, y (b) la presión total final en psia.
- 10.801. Un depósito contiene $0,25 \text{ lb}_m$ de aire seco y $0,15 \text{ lb}_m$ de vapor de agua saturado a la temperatura de 180°F . Determínese (a) el volumen del depósito, y (b) la presión total en el depósito, en psia.
- 10.81. Un depósito de almacenamiento de 3 m^3 contiene aire a 5 bar y 150°C con una humedad relativa del 10 por 100. Se enfría el aire hasta la temperatura ambiente de 17°C . Determínese (a) la temperatura de rocío de la mezcla inicial, (b) la temperatura a la que comienza realmente la condensación, (c) la cantidad de agua que condensa, y (d) el calor cedido desde el depósito, en kJ.
- 10.82. En un depósito cerrado y rígido se tienen $0,2 \text{ kg}$ de aire atmosférico en unas condiciones iniciales de 28°C de temperatura de bulbo seco, 90 por 100 de humedad relativa y 120 kPa . Calcúlese el calor que se necesita, en kJ, para incrementar la temperatura de la mezcla hasta 48°C .
- 10.831. Un depósito de almacenamiento de 100 ft^3 contiene aire a 80 psia y 300°F con una humedad relativa del 10 por 100. Se enfría el aire hasta la temperatura ambiente de 60°F . Determínese (a) la temperatura de rocío de la mezcla inicial, (b) la temperatura a la que comienza realmente la condensación, (c) la cantidad de agua que condensa por libra de aire seco, y (d) el calor transferido durante el proceso, hacia o desde el depósito, en Btu/lb_m .
- 10.841. En un depósito cerrado y rígido se tienen $0,2 \text{ lb}_m$ de aire atmosférico en unas condiciones iniciales de 90°F de temperatura de bulbo seco, 90 por 100 de humedad relativa y 16 psia. Calcúlese el calor que se necesita, en Btu, para incrementar la temperatura de la mezcla en 30°F .
- 10.85. Si la presión parcial del vapor de agua en el aire atmosférico a 1 bar es 30 mbar a 30°C , calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la relación de humedad, (d) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$ a 0°C , tanto para el aire como para el agua), y (e) el volumen específico de la mezcla en m^3/kg aire seco. Utilícense los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.86. La presión parcial del vapor de agua en el aire atmosférico a 980 mbar es $2,0 \text{ kPa}$ a 25°C . Calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la relación de humedad, (d) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$ a 0°C , tanto para el aire como para el agua), y (e) el volumen específico de la mezcla en m^3/kg aire seco. Utilícense los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.87. Una mezcla de aire atmosférico a 960 mbar contiene 2,4 por 100 en volumen de vapor de agua. Si la temperatura de bulbo seco es 25°C , calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la relación de humedad en g/kg , y (d) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$

- a 0 °C, tanto para el aire como para el agua). Utilícense los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.88. Se toma aire atmosférico con una humedad relativa del 40 por 100, a 35 °C y 970 mbar. Calcúlese (a) la humedad específica en g/kg, (b) la temperatura de rocío, (c) la entalpía en kJ/kg aire seco, siendo $h = 0$ a 0 °C, y (d) el volumen específico en m³/kg aire seco. Empléense las tablas del vapor.
- 10.89I. Si la presión parcial del vapor de agua en el aire atmosférico a 14,7 psia es 0,40 psia a 90 °F, calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío aproximada, (c) la relación de humedad, (d) la entalpía en Btu/lb_m, tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco, y (e) el volumen específico de la mezcla. Utilícense los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.90I. La presión parcial del vapor de agua en el aire atmosférico es 0,35 psia a 80 °F. Calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica en lb_m/lb_m, (d) la entalpía en Btu/lb_m (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco), y (e) el volumen específico en ft³/lb_m aire seco, para una presión total de 14,6 psia. Utilícense los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.91I. Una mezcla de aire atmosférico a 14,5 psia contiene 2 por 100 de agua en volumen. Si la temperatura de bulbo seco es igual a 74 °F, calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la relación de humedad en gr/lb_m, y (d) la entalpía en Btu/lb_m aire seco (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco). Utilícense los datos de las tablas del vapor.
- 10.92I. Se toma aire atmosférico con una humedad relativa del 40 por 100, a 94 °F y 14,30 psia. Calcúlese (a) la humedad específica en gr/lb_m, (b) la temperatura de rocío, (c) la entalpía en Btu/lb_m aire seco, siendo $h = 0$ a 0 °F para el aire seco, y (d) el volumen específico en ft³/lb_m aire seco. Utilícense las tablas del vapor del agua.
- 10.93I. El aire atmosférico a 76 °F y 14,6 psia posee una entalpía de 27,0 Btu/lb_m aire seco (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco). Calcúlese (a) la humedad específica en lb_m/lb_m, (b) la presión de vapor del agua en psia, (c) la humedad relativa, y (d) el volumen específico en ft³/lb_m aire seco.
- 10.94. El aire atmosférico a 22 °C y 99 kPa posee una entalpía de 40,0 kJ/kg aire seco (tomando $h = 0$ a 0 °C para el aire seco). Calcúlese (a) la humedad específica en kg/kg, (b) la presión de vapor del agua en kPa, (c) la humedad relativa, y (d) el volumen específico en m³/kg aire seco.
- 10.95. En recintos cálidos y húmedos suele haber condensación sobre tuberías por las que circula agua fría. (a) Si la temperatura del agua de las tuberías puede alcanzar un valor mínimo de 14 °C y la temperatura del ambiente se mantiene a 24 °C, calcúlese el límite máximo de la humedad relativa de la habitación para que no haya condensación a la presión atmosférica normal. (b) Calcúlese la temperatura mínima de las tuberías si se desea evitar la condensación, para una humedad relativa de la habitación del 54 por 100 a 25 °C.
- 10.96. En un día frío de invierno, la cara interna de una pared de una vivienda está a 16 °C y el aire del interior de la habitación está a 23 °C.
(a) Calcúlese la humedad relativa máxima que puede tener el aire para que el agua no condense sobre la pared.

- (b) Si se pone un aislante en la pared, la humedad relativa admisible se eleva hasta el 75 por 100. Obténgase la nueva temperatura admisible del interior de la pared, en grados Celsius.
- 10.97I. En los recintos cálidos y húmedos suele haber condensación sobre tuberías por las que circula agua fría. (a) Si la temperatura del agua de las tuberías puede alcanzar un valor mínimo de 50 °F y la temperatura del ambiente se mantiene a 74 °F, calcúlese el límite máximo de la humedad relativa de la habitación para que no haya condensación a la presión atmosférica normal. (b) Calcúlese la temperatura mínima de las tuberías si se desea evitar la condensación, para una humedad relativa de la habitación del 58 por 100 a 76 °F.
- 10.98I. En un día frío de invierno, la cara interna de una pared de una vivienda está a 60 °F. (a) Si el aire del interior de la habitación está a 72 °F, calcúlese la humedad relativa máxima que puede tener el aire para que el agua no condense sobre la pared. (b) Si la colocación de un aislante en la pared eleva hasta el 75 por 100 la humedad relativa admisible, obténgase la nueva temperatura admisible del interior de la pared, en grados Fahrenheit.
- 10.99. Se tiene aire atmosférico a 0,10 MPa con una temperatura de bulbo seco de 25 °C y una temperatura de bulbo húmedo de 18 °C. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en g/kg, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$ a 0 °C para el aire seco).
- 10.100. Se tiene aire atmosférico a 970 mbar y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 29 y 20 °C respectivamente. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor de agua y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en g/kg, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$ a 0 °C para el aire seco).
- 10.101. Se tiene aire atmosférico a 1 bar y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 27 y 21 °C respectivamente. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en g/kg, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en kJ/kg (tomando $h = 0$ a 0 °C para el aire seco).
- 10.102I. Se tiene aire atmosférico a 14,7 psia con una temperatura de bulbo seco de 80 °F y una temperatura de bulbo húmedo de 68 °F. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en lb_m/lb_m, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en Btu/lb_m (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco).
- 10.103I. Se tiene aire atmosférico a 14,6 psia y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 86 y 68 °F respectivamente. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor de agua y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en lb_m/lb_m, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en Btu/lb_m (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco).
- 10.104I. Se tiene aire atmosférico a 14,7 psia y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 82 y 72 °F respectivamente. Determínese, mediante la utilización de los datos de las tablas del vapor y la Ecuación [10.54], (a) la relación de humedad en lb_m/lb_m, (b) la humedad relativa, y (c) la entalpía en Btu/lb_m (tomando $h = 0$ a 0 °F para el aire seco).

- 10.105. Se tiene aire atmosférico a 1 bar y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 25 °C y 20 °C respectivamente. Mediante la utilización del diagrama psicrométrico, estimense los valores de (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica, y (d) la entalpía específica.
- 10.106. Se tiene aire atmosférico a 1 bar con una temperatura de bulbo seco de 28 °C y una humedad específica de 0,0090 kg H₂O/kg aire seco. Utilícese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo húmedo, (b) la humedad relativa, (c) la temperatura de rocío, y (d) la entalpía específica.
- 10.107. Se tiene aire atmosférico a 1 bar con una temperatura de bulbo seco de 25 °C y una humedad relativa del 50 por 100. Utilícese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo húmedo, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica, y (d) la entalpía específica.
- 10.108. Se tiene aire atmosférico a 1 bar, con una temperatura de bulbo seco de 24 °C y una humedad específica de 0,012 kg H₂O/kg aire seco. Empléese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la entalpía específica, y (d) el volumen específico.
- 10.109. Se tiene aire atmosférico a 1 bar, con una humedad relativa del 60 por 100 y una humedad específica de 0,010 kg H₂O/kg aire seco. Empléese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo seco, (b) la entalpía específica, (c) la temperatura de rocío, y (d) el volumen específico.
- 10.110. Se tiene aire atmosférico a 1 bar, con una temperatura de bulbo seco de 26 °C y una entalpía específica de 65 kJ/kg aire seco. Empléese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo húmedo, (b) la humedad relativa, (c) la humedad específica, y (d) el volumen específico.
- 10.111. Se tiene aire atmosférico a 1 atm y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 85 y 74 °F, respectivamente. Mediante la utilización del diagrama psicrométrico, estimense los valores de (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica, (d) el volumen específico, y (e) la entalpía específica.
- 10.112I. Se tiene aire atmosférico a 1 bar, con una temperatura de bulbo seco de 90 °F y una humedad específica de 90 gr H₂O/lb_m aire seco. Empléese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo húmedo, (b) la humedad relativa, (c) la temperatura de rocío, y (d) la entalpía específica.
- 10.113I. Se tiene aire atmosférico a 1 bar con una temperatura de bulbo seco de 73 °F y una humedad relativa del 60 por 100. Utilícese el diagrama psicrométrico para estimar (a) la temperatura de bulbo húmedo, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica, y (d) la entalpía específica.
- 10.114I. Se tiene aire atmosférico a 1 atm y temperaturas de bulbo seco y húmedo de 78 y 64 °F. Mediante la utilización del diagrama psicrométrico, estimense los valores de (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío, (c) la humedad específica, (d) el volumen específico, y (e) la entalpía específica.

- 10.115. En un compresor térmicamente aislado entra un flujo volumétrico de 0,2 m³/s de aire atmosférico a 20 °C, 105 kPa y 80 por 100 de humedad relativa. Si el aire sale a 200 kPa y 100 °C, determínese (a) la humedad relativa a la salida, (b) la potencia que es necesario aportar en kW, y (c) la producción de entropía por unidad de tiempo, en kW/K.
- 10.116. Se enfría aire atmosférico, cuyas temperaturas de bulbo seco y húmedo son 30 y 20 °C respectivamente, hasta 16 °C a una presión constante de 100 kPa. La superficie del equipo donde se enfría el aire se mantiene a 15 °C. Si el flujo másico que atraviesa la unidad de refrigeración es igual a 500 kg aire seco/h, calcúlese (a) la temperatura de rocío de la mezcla, (b) el calor extraído en kJ/h, y (c) la generación de entropía en el interior del fluido, en kJ/min · K. Compruébense los datos calculados de las propiedades con el diagrama psicrométrico.

CALENTAMIENTO, ENFRIAMIENTO, DESHUMIDIFICACIÓN Y HUMIDIFICACIÓN

- 10.117. Se enfría aire, que inicialmente se encuentra a 36 °C, 100 kPa y 40 por 100 de humedad relativa, hasta 24 °C a presión constante. Calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío en el estado final, y (c) el calor extraído en kJ/kg aire seco. Compruébense los resultados con el diagrama psicrométrico.
- 10.118. Se enfría aire atmosférico a 98 kPa, una temperatura de bulbo seco de 26 °C y un 40 por 100 de humedad relativa, hasta una temperatura de 12 °C. Calcúlese todos los valores necesarios de sus propiedades, utilizando las tablas del vapor de agua, y determínese (a) los gramos de agua condensada por kilogramo de aire seco, y (b) el calor extraído en kJ/kg aire seco.
- 10.119. Se enfría aire atmosférico, cuyas temperaturas de bulbo seco y húmedo son 28 y 70 °C respectivamente, hasta 18 °C a una presión constante de 995 mbar. El flujo volumétrico que entra a la unidad de refrigeración es de 100 m³/h. Calcúlese todos los datos necesarios, empleando las tablas del vapor de agua, y determínese (a) el flujo másico de aire seco en kg/h, y (b) el calor extraído en kJ/h.
- 10.120. Sobre un serpentín de refrigeración circulan 500 m³/min de aire atmosférico a 28 °C y un 70 por 100 de humedad relativa. El líquido que condensa se extrae del sistema a 15 °C. Un calentamiento posterior del aire da como resultado una temperatura final de 30 °C y una humedad relativa del 30 por 100. Determínese (a) el calor extraído en la zona de enfriamiento, en kJ/min, (b) el calor suministrado en la zona de calentamiento, en kJ/min, y (c) la cantidad de vapor de agua que condensa en kg/min. Calcúlese los valores de las propiedades que sean necesarias (y compruébense con el diagrama psicrométrico), si $P = 101$ kPa.
- 10.121. Sobre un conjunto de serpentines de refrigeración circula aire atmosférico a 101 kPa, 30 °C y un 60 por 100 de humedad relativa, siendo 1.500 m³/min el flujo volumétrico a la entrada. El líquido que condensa se extrae del sistema a 17 °C. El estado final del aire tras un calentamiento posterior es de 25 °C y un 60 por 100 de humedad relativa. Determínese (a) el calor extraído en la zona de enfriamiento, en kJ/min, (b) el calor suministrado en la zona de calentamiento, en kJ/min, y (c) la cantidad de vapor condensado, en kg/min.

- 10.122. Se necesita acondicionar el aire ambiente del exterior de un almacén desde un estado de 29 °C y 80 por 100 de humedad relativa hasta un estado final de 24 °C y 40 por 100 de humedad relativa. Si la presión permanece constante a 1 bar, calcúlese (a) la cantidad de agua extraída en kg/kg aire seco, (b) el calor extraído en el proceso de enfriamiento, y (c) el calor suministrado en la etapa final del proceso, en kJ/kg aire seco.
- 10.123I. Aire, que inicialmente se encuentra a 100 °F, 14,7 psia y 40 por 100 de humedad relativa, se enfría a presión constante hasta 78 °F. Calcúlese (a) la humedad relativa, (b) la temperatura de rocío en el estado final, y (c) el calor extraído en Btu/lb_m aire seco. Compruébense los resultados con el diagrama psicrométrico.
- 10.124I. Se enfría aire atmosférico a 14,6 psia, una temperatura de bulbo seco de 80 °F y una humedad relativa del 70 por 100, hasta una temperatura de 60 °F. Calcúlese todos los valores necesarios de sus propiedades utilizando las tablas del vapor de agua, y determínese (a) las libras de agua condensada por libra de aire seco, y (b) el calor extraído en Btu/lb_m aire seco.
- 10.125I. Se enfría aire atmosférico, cuyas temperaturas de bulbo seco y húmedo son 82 °F y 68 °F respectivamente, hasta 60 °F a una presión constante de 14,7 psia. El flujo volumétrico que entra a la unidad de refrigeración es de 100 ft³/min. Calcúlese todos los datos necesarios, empleando las tablas del vapor, y determínese (a) el flujo másico de aire seco en lb_m/min, y (b) el calor extraído en Btu/min.
- 10.126I. Sobre un serpentín de refrigeración circulan 2.000 ft³/min de aire atmosférico a 86 °F y un 60 por 100 de humedad relativa. El líquido que condensa se extrae del sistema a 60 °F. Un calentamiento posterior del aire da como resultado una temperatura final de 75 °F y una humedad relativa del 50 por 100. Determínese (a) el calor extraído en la zona de enfriamiento, en Btu/h, (b) el calor suministrado en la zona de calentamiento, en Btu/h, y (c) la cantidad de vapor de agua condensado en lb_m/h. Calcúlese los valores de las propiedades que sean necesarias (y compruébense con el diagrama psicrométrico), si $P = 14,7$ psia.
- 10.127I. Sobre un conjunto de serpentines de refrigeración circula aire atmosférico a 14,7 psia, 84 °F y un 70 por 100 de humedad relativa, siendo 15.000 ft³/min el flujo volumétrico de entrada. El líquido que condensa se extrae del sistema a 50 °F. El estado final del aire tras un calentamiento posterior es de 75 °F y un 40 por 100 de humedad relativa. Determínese (a) el calor extraído en la zona de enfriamiento, en kJ/min, y (b) el calor suministrado en la zona de calentamiento, en kJ/min.
- 10.128I. Se necesita acondicionar el aire ambiente del exterior de un almacén desde un estado de 84 °F y 80 por 100 de humedad relativa hasta un estado final de 68 °F y 40 por 100 de humedad relativa. Si la presión permanece constante a 14,7 psia, calcúlese (a) la cantidad de agua extraída en lb_m/lb_m aire seco, (b) el calor extraído en el proceso de enfriamiento, y (c) el calor suministrado en la etapa final del proceso, en Btu/lb_m aire seco.
- 10.129. A una determinada cantidad de aire atmosférico que está a 16 °C, 100 kPa y 40 por 100 de humedad relativa, se le inyecta vapor de agua sobrecalentado a 100 kPa hasta que el aire alcanza los 20 °C y un 70 por 100 de humedad relativa. Siendo adiabático el proceso, determíne-

- se (a) la masa necesaria de vapor, en kg/kg aire seco, y (b) la temperatura del vapor empleado, en grados Celsius.
- 10.130. Se pulveriza agua líquida a 20 °C dentro de aire atmosférico a 100 kPa, cuyas temperaturas de bulbo seco y húmedo son 50 y 30 °C. La temperatura de salida en el proceso adiabático es de 38 °C. Determínese (a) las humedades relativas a la entrada y salida, y (b) la cantidad de agua pulverizada en kg/kg aire seco.
- 10.131. En una cámara adiabática de pulverización entra una corriente de aire a 30 °C y una humedad específica igual a 0,0150 kg/kg aire seco. Se pulverizan 0,0035 kg agua/kg aire seco de vapor de agua saturado a 110 °C en la corriente de aire. Determínese el estado final del aire atmosférico, dando (a) la temperatura de bulbo húmedo, y (b) la humedad relativa.

ENFRIAMIENTO POR EVAPORACIÓN

- 10.132. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 34 °C y 20 por 100 de humedad relativa hasta que el aire alcanza la temperatura de 21 °C. Calcúlese (a) la cantidad de agua líquida añadida en kg/kg aire seco, (b) la humedad relativa final, y (c) la temperatura final mínima posible. Calcúlese los valores de las propiedades necesarias y compruébense con el diagrama psicrométrico.
- 10.133. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 28 °C y 10 por 100 de humedad relativa, hasta que la humedad relativa final es del 60 por 100. Calcúlese (a) la cantidad de agua añadida al aire en kg/kg aire seco, (b) la temperatura de bulbo seco final, y (c) la temperatura final mínima en grados Celsius. Utilícese la tabla del vapor para calcular los valores de las propiedades necesarias.
- 10.134. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 36 °C y 10 por 100 de humedad relativa. Si la temperatura de rocío es 14 °C, calcúlese (a) la cantidad de agua añadida en el enfriador, en g/kg aire seco, (b) la temperatura final, y (c) la temperatura final mínima posible en grados Celsius.
- 10.135. Se tiene una corriente de aire atmosférico a 10 °C y 40 por 100 de humedad relativa. Esta corriente se calienta primero hasta 33 °C y a continuación se la hace pasar por un enfriador por evaporación hasta que su temperatura de bulbo seco alcanza los 20 °C. El flujo volumétrico en el estado inicial es de 40 m³/min. Utilizando los datos de las tablas del vapor de agua, calcúlese los valores de las propiedades necesarias y determínese (a) el flujo de calor suministrado, en kJ/min, (b) el flujo másico de agua añadida en kg/min, y (c) la humedad relativa final. Compruébense los cálculos mediante el diagrama psicrométrico.
- 10.136. Se tiene una corriente de aire atmosférico a 12 °C y 30 por 100 de humedad relativa. Esta corriente se calienta primero hasta 35 °C y a continuación se la hace pasar por un enfriador por evaporación hasta que su temperatura alcanza los 22 °C. El flujo volumétrico en el estado inicial es de 50 m³/min. Calcúlese (a) el flujo de calor suministrado, en kJ/min, (b) el flujo másico de agua añadida en la segunda parte, en kg/min, y (c) la humedad relativa final. Calcúlese los valores de las propiedades necesarias cuando sea preciso, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua.

- 10.137. Por un enfriador por evaporación se hace pasar una corriente de aire a 34°C y una temperatura de bulbo húmedo de 15°C , hasta alcanzar la temperatura de 17°C . A continuación se calienta hasta 30°C . Si el flujo volumétrico en el estado inicial es de $35\text{ m}^3/\text{min}$, determínese (a) el flujo másico de agua añadida en la primera etapa, en kg/min , (b) el flujo de calor suministrado en la segunda etapa, en kJ/min , y (c) la humedad relativa final. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias cuando sea preciso, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua.
- 10.138I. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 94°F y 20 por 100 de humedad relativa, hasta que el aire alcanza la temperatura de 68°F . Calcúlese (a) la humedad relativa final, (b) la cantidad de agua líquida añadida en lb_m/lb_m aire seco, y (c) la temperatura final mínima posible. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias y compruébense con el diagrama psicrométrico.
- 10.139I. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 92°F y 10 por 100 de humedad relativa, hasta que la humedad relativa final es del 80 por 100. Calcúlese (a) la temperatura de bulbo seco final, (b) la cantidad de agua añadida al aire en lb_m/lb_m aire seco, y (c) la temperatura final mínima en grados Fahrenheit. Utilícese la tabla del vapor para calcular los valores de las propiedades necesarias.
- 10.140I. Por un enfriador por evaporación circula aire atmosférico a 90°F y 10 por 100 de humedad relativa. Si la temperatura de rocío del estado final es 54°F , calcúlese (a) la cantidad de agua líquida añadida en el enfriador, en lb_m/lb_m aire seco, (b) la temperatura final, y (c) la temperatura final mínima posible en grados Fahrenheit.
- 10.141I. Se tiene una corriente de aire atmosférico a 50°F y 40 por 100 de humedad relativa. Esta corriente se calienta primero hasta 90°F y a continuación se la hace pasar por un enfriador por evaporación hasta que su temperatura de bulbo seco alcanza los 70°F . El flujo volumétrico en el estado inicial es de $1.000\text{ ft}^3/\text{min}$. Utilizando los datos de las tablas del vapor, calcúlense los valores de las propiedades necesarias y determínese (a) el flujo de calor suministrado, en Btu/min , (b) el flujo másico de agua añadida, en lb_m/min , y (c) la humedad relativa final. Compruébense los cálculos mediante el diagrama psicrométrico.
- 10.142I. Se tiene una corriente de aire atmosférico a 56°F y 30 por 100 de humedad relativa. Esta corriente se calienta primero hasta 94°F y a continuación se la hace pasar por un enfriador por evaporación hasta que su temperatura alcanza los 68°F . El flujo volumétrico en el estado inicial es de $1.500\text{ ft}^3/\text{min}$. Calcúlese (a) el flujo de calor suministrado, en Btu/min , (b) el flujo másico de agua añadida en el segundo proceso, en lb_m/min , y (c) la humedad relativa final. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua cuando sea preciso.

MEZCLA ADIABÁTICA

- 10.143. Dos corrientes de aire atmosférico (1 y 2) se mezclan en un proceso adiabático en régimen estacionario para formar una mezcla (estado 3). La corriente 1 tiene una temperatura de bulbo seco de 20°C y una humedad relativa del 90 por 100, mientras que los valores de la corriente 2 son 33°C y 20 por 100. Si la mezcla final va a tener una

- humedad específica de $0,0090\text{ kg agua}/\text{kg aire seco}$, calcúlese (a) el flujo másico de la corriente 2, en $\text{kg aire seco}/\text{min}$, (b) la temperatura de bulbo seco de la mezcla final, en grados Celsius, y (c) el flujo volumétrico de la corriente 3, en m^3/min , si el flujo másico de la corriente 1 es de $100\text{ kg aire seco}/\text{min}$. Compruébense los cálculos de las propiedades mediante el diagrama psicrométrico.
- 10.144. En un proceso adiabático en régimen estacionario se mezclan dos corrientes de aire atmosférico a 1 bar. Una de las corrientes, a 36°C y un 40 por 100 de humedad relativa, entra con un flujo másico de aire seco de $5\text{ kg}/\text{min}$, mientras que de la segunda, a 5°C y una humedad relativa del 100 por 100, entran $15\text{ kg}/\text{min}$ de aire seco. Determínese (a) la relación de humedad a la salida, (b) la entalpía de la corriente de salida, y (c) la temperatura de bulbo seco a la salida en grados Celsius. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua cuando sea preciso.
- 10.145. En un proceso de acondicionamiento de aire se mezclan adiabáticamente $50\text{ m}^3/\text{min}$ de aire del exterior que está a 29°C y tiene un 80 por 100 de humedad relativa, con $100\text{ m}^3/\text{min}$ de aire del interior, inicialmente a 20°C y 30 por 100 de humedad relativa. Para la mezcla resultante, obténgase (a) la relación de humedad, (b) la temperatura de bulbo seco, y (c) la humedad relativa. Calcúlense los valores iniciales de las propiedades necesarias, utilizando los datos de las tablas del vapor cuando sea preciso. La presión del sistema es igual a $0,10\text{ MPa}$.
- 10.146. Una mezcla de aire atmosférico con temperatura de bulbo seco de 29°C y temperatura de bulbo húmedo de 21°C se mezcla adiabáticamente con otra corriente de aire con 14°C de temperatura de bulbo seco y una temperatura de bulbo húmedo de 12°C . La presión del sistema es 100 kPa . El cociente entre los flujos volumétricos de las corrientes fría y caliente es igual a 2,4. Para la mezcla resultante, obténgase (a) la relación de humedad, (b) la temperatura de bulbo seco, y (c) la humedad relativa. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias a la entrada, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua cuando sea preciso.
- 10.147. A una cámara que funciona en régimen estacionario entra una corriente de aire atmosférico, cuyas temperaturas de bulbo seco y húmedo son 16 y 12°C , respectivamente, y se mezcla con otra corriente de aire que entra con temperaturas de bulbo seco y húmedo de 33°C y 19°C , respectivamente. El flujo volumétrico de la corriente de temperatura más baja es el triple del de la otra corriente. Para la corriente de salida, determínese (a) la relación de humedad, (b) la temperatura de bulbo seco, y (c) la humedad relativa. Calcúlense los valores de las propiedades cuando sea preciso, utilizando los datos de las tablas del vapor de agua, siendo $P = 1,0\text{ bar}$.
- 10.148. Una corriente de aire a 40°C y 30 por 100 de humedad relativa se mezcla adiabáticamente a la presión de 1 bar con una segunda corriente. Se obtienen $4\text{ kg}/\text{s}$ a 30°C y 40 por 100 de humedad relativa. Si los flujos másicos de las corrientes de entrada son iguales, calcúlese para la segunda corriente (a) la temperatura en grados Celsius, y (b) la humedad relativa de la segunda corriente antes mencionada.
- 10.149I. En un proceso adiabático en régimen estacionario se mezclan dos corrientes de aire atmosférico a $14,7\text{ psia}$. Una de las corrientes, a 100°F y un 40 por 100 de humedad relativa, entra con un flujo másico de aire seco de $5\text{ lb}_m/\text{min}$, mientras que de la segunda, a 5°C y una humedad

- relativa del 100 por 100, entran 15 lb_m/min de aire seco. Determínese (a) la relación de humedad a la salida, (b) la entalpía de la corriente de salida, y (c) la temperatura de bulbo seco a la salida en grados Fahrenheit. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias, utilizando los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.
- 10.150I. En un proceso de acondicionamiento de aire se mezclan adiabáticamente 500 ft³/min de aire del exterior que está a 86 °F y tiene un 80 por 100 de humedad relativa, con 640 ft³/min de aire del interior, inicialmente a 70 °F y 30 por 100 de humedad relativa. Para la mezcla resultante, obténgase (a) la temperatura de bulbo seco, (b) la relación de humedad, y (c) la humedad relativa. Calcúlense los valores iniciales de las propiedades necesarias, utilizando los datos de las tablas del vapor cuando sea preciso. La presión del sistema es igual a 14,7 psia.
- 10.151I. Una mezcla de aire atmosférico con temperatura de bulbo seco de 90 °F y temperatura de bulbo húmedo de 80 °F se mezcla adiabáticamente con otra corriente de aire con 60 °F de temperatura de bulbo seco y una temperatura de bulbo húmedo de 50 °F. La presión del sistema es 14,7 psia. El cociente entre los flujos volumétricos de las corrientes fría y caliente es igual a 2,4. Para la mezcla resultante, obténgase (a) la temperatura de bulbo seco, (b) la relación de humedad, y (c) la humedad relativa. Calcúlense los valores de las propiedades necesarias de la entrada, utilizando los datos de las tablas del vapor cuando sea necesario.

TORRE DE REFRIGERACIÓN

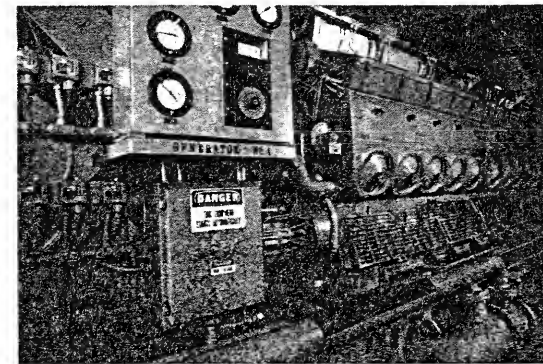
- 10.152. En una torre de refrigeración entran 36 m³/min de agua, que se enfría desde 28 °C hasta 20 °C. El aire atmosférico que entra a 1 bar tiene unas temperaturas de bulbo seco y húmedo de 21 °C y 15 °C, respectivamente. El aire está saturado cuando sale de la torre. Determínese (a) el flujo volumétrico de aire necesario a la entrada, en m³/min, y (b) el flujo másico de agua evaporada en kg/h. La temperatura de salida del aire es de 28 °C.
- 10.153. En una torre de refrigeración entra agua a 33 °C y sale a 22 °C. La torre recibe 10.000 m³/min de aire atmosférico a 1 bar, 20 °C y 40 por 100 de humedad relativa. Las condiciones de salida del aire son 32 °C y 90 por 100 de humedad relativa. Determínese (a) el flujo másico de aire seco que atraviesa la torre en kg/min, (b) el flujo másico de agua que entra en kg/min, y (c) el flujo másico de agua evaporada en kg/min.
- 10.154. Se quieren enfriar 1.000 kg/min de agua desde 34 °C hasta 25 °C. En una torre de refrigeración entran 700 m³/min de aire atmosférico a 1 bar, con temperaturas de bulbo seco y húmedo de 29 y 21 °C, respectivamente. Si el flujo de agua que se evapora de la corriente líquida es de 850 kg/h, determínese (a) la temperatura, y (b) la humedad relativa de la corriente de aire a la salida.
- 10.155. Se quiere enfriar agua líquida desde 40 °C hasta 26 °C. En una torre de refrigeración entran 800 m³/min de aire atmosférico a 1 bar, con temperaturas de bulbo seco y húmedo de 29 y 21 °C, respectivamente. El flujo másico de agua a la salida es de 1.250 kg/min y la humedad relativa del aire a la salida es del 100 por 100. Determínese (a) la temperatura del aire a la salida en grados Celsius, y (b) el flujo másico del agua que se evapora, en kg/min.

- 10.156I. En una torre de refrigeración entran 9.000 gal/min de agua, que se enfrían desde 84 hasta 68 °F. El aire atmosférico que entra a 14,7 psia tiene unas temperaturas de bulbo seco y húmedo de 70 y 60 °F, respectivamente. El aire está saturado cuando sale de la torre. Determínese (a) el flujo volumétrico de aire necesario a la entrada, en ft³/min, y (b) el flujo másico de agua evaporada en lb_m/h. La temperatura de salida del aire es de 82 °F.
- 10.157I. En una torre de refrigeración entra agua a 92 °F y sale a 72 °F. La torre recibe 300.000 ft³/min de aire atmosférico a 14,7 psia, 68 °F y 40 por 100 de humedad relativa. Las condiciones de salida del aire son 90 °F y 90 por 100 de humedad relativa. Determínese (a) el flujo másico de aire seco que atraviesa la torre en lb_m/min, (b) el flujo másico de agua que entra en lb_m/min, y (c) el flujo másico de agua evaporada en lb_m/min.
- 10.158I. Se quieren enfriar 1.000 lb_m/min de agua desde 100 hasta 77 °F. En una torre de refrigeración entran 24.000 ft³/min de aire atmosférico a 14,7 psia, con temperaturas de bulbo seco y húmedo de 85 y 70 °F, respectivamente. Si el flujo de agua que se evapora de la corriente líquida es de 1.200 lb_m/h, determínese (a) la temperatura, y (b) la humedad relativa de la corriente de aire a la salida.
- 10.159I. Se quiere enfriar agua líquida desde 100 °F hasta 80 °F. En una torre de refrigeración entran 24.000 ft³/min de aire atmosférico a 14,7 psia, con temperaturas de bulbo seco y húmedo de 84 y 70 °F, respectivamente. El flujo másico de agua a la salida es de 2.800 lb_m/min y la humedad relativa del aire a la salida es del 95 por 100. Determínese (a) la temperatura del aire a la salida en grados Fahrenheit, y (b) el flujo másico del agua que se evapora, en lb_m/min.

ESTUDIO PARAMÉTRICO Y DISEÑO

- 10.160. Un depósito rígido contiene 0,2 kg de nitrógeno gaseoso y 0,1 kg de dióxido de carbono a 200 kPa y 37 °C. Durante un determinado proceso, la cesión de calor viene dada por $Q = 0,445(T_2 - 37)$, donde Q va en kJ y T_2 en grados Celsius. Durante dicho proceso, una corriente de 4,5 A atraviesa durante 6,0 min una resistencia colocada en el interior del depósito. Mediante un programa de ordenador, calcúlese la diferencia de potencial constante aplicada a la resistencia, en función de la temperatura final T_2 . El intervalo de valores de T_2 comprende desde 50 hasta 250 °C. Utilícense valores de u tabulados para encontrar la solución.
- 10.161. Por un difusor circula estacionaria y adiabáticamente una mezcla equimolar de CO y argón. En el estado inicial, dicha mezcla tiene una temperatura de 300 K y una velocidad de 200 m/s. Mediante un programa de ordenador, estúdiase la influencia de la velocidad de salida sobre la temperatura de salida del gas en kelvin. El intervalo de velocidades de salida abarca desde 150 hasta 30 m/s.
- 10.162. El análisis volumétrico de una mezcla de gases ideales es el siguiente: 30 por 100 de CO; 50 por 100 de CO₂ y 20 por 100 de O₂. La mezcla entra, a 37 °C y 60 m/s, a un compresor que funciona en régimen estacionario y sale del mismo a 100 m/s. El flujo volumétrico a la entrada es de 6,0 m³/min y la presión es igual a 120 kPa. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de la temperatura de salida

COMPORTAMIENTO PvT DE LOS GASES REALES Y DE LAS MEZCLAS DE GASES REALES



Generador de emergencia movido por un motor.

En el Capítulo 3 se presentaron algunos datos cuantitativos del comportamiento PvT de los gases reales, que aparecen en el Apéndice en forma de tablas. No obstante, en muchos casos puede resultar útil disponer de expresiones analíticas de las relaciones entre estas tres propiedades. Como no existe un método fijo para hacer esto, en este capítulo se revisarán unas pocas de las muchas correlaciones disponibles de ecuaciones de estado de gases reales. La precisión de estas relaciones PvT depende del tipo de gas y del intervalo en el que se consideren las propiedades. Los mejores métodos no son necesariamente los que se han elegido para realizar el análisis, ya que aquí el objetivo es simplemente proporcionar una visión de las correlaciones típicas. Cuando surja la ocasión, buscando en la literatura pueden encontrarse numerosas ecuaciones de estado que pueden aprovecharse para aplicaciones particulares.

Un método de correlacionar los valores PvT con un grado razonable de precisión, combinado con una simplicidad intrínseca, está basado en el *principio de los estados correspondientes* de Van der Waals. Este principio se presentó en el Apartado 4.5. El lector debería revisar ahora ese apartado.

11.1. LA ECUACIÓN DE ESTADO DEL VIRIAL

Para sistemas compresibles simples se ha postulado que se necesitan dos propiedades independientes para determinar el estado de equilibrio. Si se elige Pv como variable termodinámica dependiente, puede considerarse función de dos propiedades independientes, como la presión y la temperatura o el volumen específico y la temperatura. Los datos de la Figura 11.1 muestran una relación funcional del tipo $Pv = f(P, T)$. Esta relación puede expresarse con la precisión deseada mediante un desarrollo en serie del tipo

$$Pv = a + bP + cP^2 + dP^3 + \dots \quad [11.1a]$$

Como cuando la presión tiende a cero todas las ecuaciones de estado deberían reducirse a $Pv = RT$, la constante a debe ser igual a RT . Así, la Ecuación [11.1a] puede expresarse también en función del factor de compresibilidad Z como

$$Z = \frac{Pv}{RT} = 1 + BP + CP^2 + DP^3 + \dots \quad [11.1b]$$

Si como variables independientes se eligen v y T , se puede aplicar la forma siguiente de serie infinita

$$Pv = a \left(1 + \frac{b'}{v} + \frac{c'}{v^2} + \frac{d'}{v^3} + \dots \right) \quad [11.2a]$$

donde, de nuevo, $a = RT$. Así, en función de Z ,

$$Z = \frac{Pv}{RT} = 1 + \frac{b'}{v} + \frac{c'}{v^2} + \frac{d'}{v^3} + \dots \quad [11.2b]$$

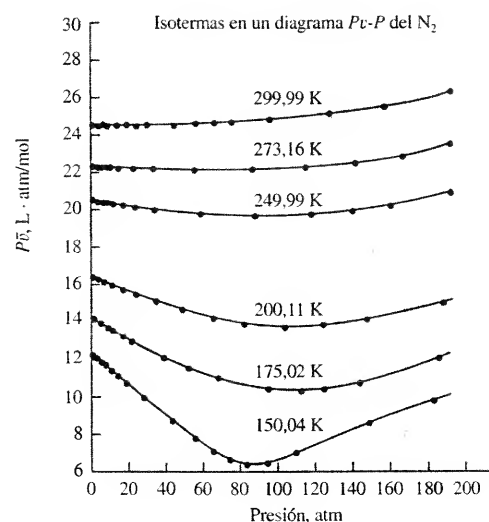


Figura 11.1. Variación de Pv con la presión a temperatura constante para el nitrógeno. (De M. W. Zemansky, «Heat and Thermodynamics», 4.ª ed., McGraw-Hill, New York, 1957.)

Las ecuaciones de este tipo, que relacionan P , v y T , se conocen como *ecuaciones de estado del virial*. Los coeficientes a , b , c , etc., son el primero, segundo, tercero, etcétera, coeficientes del virial de las ecuaciones respectivas. Estos coeficientes son función únicamente de la temperatura del gas y tienen significado físico a escala molecular. Como resultado, pueden determinarse, al menos en teoría, a partir de la mecánica estadística, así como de las medidas macroscópicas directas mostradas en la Figura 11.1. Por supuesto, los coeficientes de virial son también función de la sustancia.

Por ejemplo, una ecuación del virial para el nitrógeno gaseoso a 0 °C y presiones hasta 200 atm tiene la forma siguiente:

$$P\bar{v} = 22,414,6 - 10,281P + 0,065189P^2 + 5,1955 \times 10^{-7}P^4 - 1,3156 \times 10^{-11}P^6 + 1,009 \times 10^{-16}P^8 \quad [11.3]$$

En esta ecuación el volumen específico está expresado en cm^3/mol y la presión en atmósferas.

Cuando la presión es relativamente baja, en la Ecuación [11.3] se observa que la contribución de los últimos términos del desarrollo de Pv es pequeña comparada con la de los primeros. Por tanto, a bajas presiones una ecuación del virial del tipo

$$P\bar{v} = R_uT + bP \quad [11.4]$$

suele ser suficientemente precisa. Una ecuación empírica del segundo coeficiente del virial b del nitrógeno tiene la forma

$$b = 39,5 - \frac{1,00 \times 10^4}{T} - \frac{1,084 \times 10^6}{T^2} \quad [11.5]$$

donde b está en cm^3/mol y T está en kelvin.

11.2. ECUACIONES DE ESTADO CON DOS CONSTANTES

Cuando se conoce poco sobre el comportamiento PvT de una sustancia, son bastante útiles las ecuaciones cúbicas en el volumen específico. Estas ecuaciones representan un compromiso razonable entre la simplicidad y la generalidad. En este apartado se estudiarán dos de ellas. La ecuación de Van der Waals se desarrolló a partir de consideraciones moleculares y el método para determinar las dos constantes de la ecuación tiene validez general para todas las ecuaciones de estado de dos constantes. La ecuación de estado más reciente, de Redlich-Kwong, es de naturaleza empírica y se ha demostrado que es una de las ecuaciones cúbicas más útiles y ampliamente aceptada.

11.2.1. LA ECUACIÓN DE ESTADO DE VAN DER WAALS

En 1873, Van der Waals propuso una ecuación de estado que era un intento de corregir la ecuación del gas ideal, de modo que fuese aplicable a gases reales. Tomando como base la teoría elemental de la cinética, se supone que las partículas son masas puntuales y que no existen fuerzas intermoleculares entre ellas. Sin embargo, al aumentar la presión en un sistema gaseoso, el volumen ocupado por las partículas pasa a ser una parte significativa del volumen total. Además, en estas condiciones, las fuerzas de atracción intermoleculares se hacen importantes. Para contabilizar el volumen ocupado por las partículas, Van der Waals propuso reemplazar el volumen específico de la ecuación de gas ideal por el térmi-

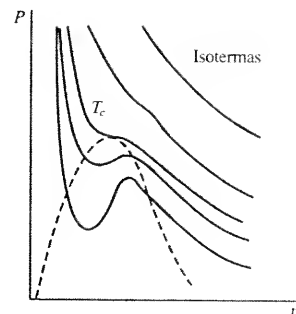


Figura 11.2. Isotermas de un gas de Van der Waals en un diagrama Pv .

no $v - b$. También, la presión ideal se sustituyó por el término $P + a/v^2$. La constante b es el covolumen de las partículas y la constante a es una medida de las fuerzas de atracción. Así, la ecuación de Van der Waals es

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \quad [11.6]$$

Tanto a como b tienen unidades que deben ser coherentes con las utilizadas para P , v y T . Nótese que cuando la presión tiende a cero y el volumen específico tiende a infinito, los términos correctivos son despreciables y la ecuación se reduce a $Pv = RT$. Empíricamente se observa que al aumentar la presión, el término a/v^2 se suele hacer importante antes que el factor de corrección b .

La ecuación de Van der Waals funciona moderadamente bien. No obstante, para aumentar la precisión es necesario determinar distintos pares de constantes a y b para regiones particulares de presión y temperatura. Para evitar esta situación, se utiliza un método de evaluar un único par de constantes basado en el hecho experimental de que para cualquier gas, en un diagrama Pv , la isoterma crítica tiene un punto de inflexión en el estado crítico. Este fenómeno se muestra en la Figura 11.2, en la que se representan isothermas típicas basadas en la ecuación de estado de Van der Waals. La curva señalada con T_c es la isoterma crítica y representa bastante bien los datos experimentales reales. Este punto de inflexión en el estado crítico se expresa matemáticamente mediante las relaciones

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_{T_c} = 0 \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial v^2}\right)_{T_c} = 0$$

Estas relaciones permiten evaluar las constantes de cualquier ecuación de estado de dos constantes. Por ejemplo, las constantes de Van der Waals a y b pueden determinarse ahora mediante este método. Utilizando como base la Ecuación [11.6],

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_{T_c} = \frac{-RT_c}{(v_c - b)^2} + \frac{2a}{v_c^3} = 0$$

y

$$\left(\frac{\partial^2 P}{\partial v^2}\right)_{T_c} = \frac{2RT_c}{(v_c - b)^3} - \frac{6a}{v_c^4} = 0$$

El subíndice c indica que la propiedad debe evaluarse en el estado crítico. Combinando estas dos expresiones con la ecuación de estado de Van der Waals se obtienen las siguientes expresiones de a , b y Z_c .

$$a = \frac{27}{64} \frac{RT_c^2}{P_c} \quad b = \frac{RT_c}{8P_c} \quad Z_c = \frac{P_c v_c}{RT_c} = \frac{3}{8}$$

Las expresiones anteriores permiten calcular a y b a partir de P_c y T_c , que se obtienen experimentalmente. Sin embargo, dado que es realmente necesario variar los valores de a y b para relacionar con precisión los valores PvT , el uso de los datos críticos para evaluar las dos constantes conduce a una ecuación de estado de precisión limitada. Otra muestra de ello es el hecho de que según la ecuación de Van der Waals Z_c es 0,375. Experimentalmente se encuentra que para la mayoría de los gases este término tiene un valor comprendido entre 0,20 y 0,30. Así, en algunas ocasiones, con la ecuación de Van der Waals se comete un error grave. No obstante, tiene interés histórico, ya que es uno de los primeros intentos de corregir la ecuación de gas ideal para poder predecir el comportamiento del gas real. En las Tablas A.22 y A.22I se enumeran algunos valores típicos de las constantes de Van der Waals basados en los datos críticos.

11.2.2. LA ECUACIÓN DE ESTADO DE REDLICH-KWONG

Aunque podrían haberse presentado otras ecuaciones de estado de dos constantes, la ecuación de Redlich-Kwong tiene un gran interés. Su precisión es considerable en un amplio intervalo de valores de PvT , especialmente cuando T es mayor que el valor crítico. Basándose en consideraciones empíricas, Redlich y Kwong propusieron en 1949 la relación siguiente:

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{T^{1/2}v(v + b)} \quad [11.7]$$

Las constantes a y b pueden evaluarse de nuevo a partir de los datos críticos. Se encuentra que $a = 0,4275R^2T_c^{2,5}/P_c$ y $b = 0,0867RT_c/P_c$. Una de las consideraciones principales en el desarrollo de esta ecuación fue que, a presiones altas, el volumen específico de todos los gases tiende al valor límite de $0,26v_c$, valor que es prácticamente independiente de la temperatura. En consecuencia, b es también igual a $0,26v_c$. Así resulta que la ecuación da buenos resultados a presiones altas. La ecuación parece ser también bastante precisa a temperaturas superiores a la crítica. Cuando T es menor que T_c , se observa que, según baja la temperatura, la ecuación se desvía de los datos experimentales. Sin embargo, en algunos casos se ha demostrado que la ecuación de Redlich-Kwong es tan precisa como la ecuación de estado de ocho constantes de Benedict-Webb-Rubin. Por tanto, la ecuación de estado de Redlich-Kwong tiene la ventaja de la sencillez combinada con un alto grado de precisión, especialmente con respecto a las otras ecuaciones de estado de dos constantes. En las Tablas A.22 y A.22I se pueden encontrar valores de a y b de unos pocos gases comunes.

Cuando v es la incógnita, tanto la ecuación de Van der Waals como la de Redlich-Kwong deben resolverse mediante iteración, a no ser que se programen calculadoras u ordenadores para resolver ecuaciones cúbicas.

Estímese la presión que ejercerían 3,7 kg de CO contenidos en un recipiente de $0,030 \text{ m}^3$ a 215 K utilizando (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de estado de Redlich-Kwong, y (d) el factor de compresibilidad Z .

EJEMPLO 11.1

Solución

Datos. Un recipiente contiene monóxido de carbono, como se muestra en la Figura 11.3.

Incógnitas. P , en bar, mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, y (d) el factor Z .

Modelo. Gas en equilibrio.

Análisis. El volumen específico del gas es

$$v = \frac{V}{m} = \frac{0,030}{3,7} = 0,00811 \text{ m}^3/\text{kg} = 0,227 \text{ m}^3/\text{kmol}$$

(a) La presión se calcula directamente de la ecuación de gas ideal como

$$P = \frac{RT}{v} = \frac{0,08314(215)}{28(0,00811)} = 78,7 \text{ bar}$$

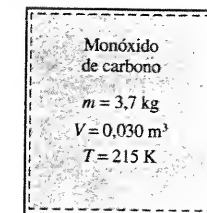


Figura 11.3. Esquema y datos del Ejemplo 11.1.

(b) Las constantes de la ecuación de Van der Waals se encuentran en la Tabla A.22. Para el CO resulta que $a = 1,463 \text{ bar} \cdot \text{m}^6/\text{kmol}^2$ y $b = 0,0394 \text{ m}^3/\text{kmol}$. Al sustituir estos valores en la Ecuación [11.6] se obtiene

$$\left(P + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$
$$\left[P + \frac{1,463}{(0,227)^2}\right][0,227 - 0,0394] = 0,08314(215)$$

Resolviendo esta ecuación resulta que la presión es 66,9 bar.
(c) El volumen específico es $0,227 \text{ m}^3/\text{kmol}$ y la temperatura es 215 K. En la Tabla A.22 se encuentra que las constantes a y b de la ecuación de Redlich-Kwong para el CO son $17,26 \text{ bar} \cdot \text{m}^6 \cdot \text{K}^{1/2}/\text{kmol}^2$ y $0,02743 \text{ m}^3/\text{kmol}$. Sustituyendo adecuadamente, resulta

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{T^{1/2}v(v + b)} = \frac{0,08314(215)}{0,227 - 0,0274} - \frac{17,26}{(215)^{1/2}(0,227)(0,227 + 0,0274)} = 69,2 \text{ bar}$$

(d) Utilizando el método presentado en el Apartado 4.5, se evalúan las propiedades reducidas siguientes:

$$T_r = T/T_c = 215/133 = 1,62$$
$$v_r = \frac{vP_c}{RT_c} = \frac{(0,00811)(35,0)(28,01)}{0,08314(133)} = 0,718$$

Utilizando la Figura A.28 se encuentra que P_r es aproximadamente 1,93. Por tanto,
 $P = P_rP_c = 1,93(35,0) = 67,6 \text{ bar}$

Comentario. En la tabla NIST del monóxido de carbono el valor es 69,13 bar.

11.3. OTRAS ECUACIONES DE ESTADO

Una de las limitaciones que conllevan las ecuaciones de estado de dos constantes es la falta de precisión en un intervalo amplio de valores de las propiedades. Para conseguir una precisión mayor es necesario disponer de ecuaciones con un número de términos o constantes considerablemente mayor. En los últimos cincuenta años se han propuesto un centenar de ecuaciones de estado diferentes. Varían en complejidad, en el tipo de sustancias para las que se desarrollaron originalmente y en el intervalo de presión o densidad adecuado. Cada año aparecen en la literatura nuevas ecuaciones de estado. Las tres ecuaciones de estado analizadas a continuación tienen una precisión razonable y el número de constantes empíricas que requieren no es grande. Algunas ecuaciones de estado pueden necesitar hasta 50 constantes para ajustarlas a los datos experimentales.

11.3.1. ECUACIÓN DE BEATTIE-BRIDGEMAN

Una de las primeras ecuaciones de estado razonablemente simple y precisa es la ecuación de Beattie-Bridgeman de 1928. La ecuación de cinco constantes tiene la forma

$$P = \frac{RT}{v^2} \left(1 - \frac{c}{vT^3}\right)(v + B) - \frac{A}{v^2} \tag{11.8}$$

donde

$$A = A_0 \left(1 - \frac{a}{v}\right) \quad \text{y} \quad B = B_0 \left(1 - \frac{b}{v}\right)$$

Tabla 11.1. Constantes de la ecuación de estado de Beattie-Bridgeman, con v en m^3/kmol , T en kelvin y P en kPa

Gas	A_0	a	B_0	b	$c \times 10^{-4}$
Dióxido de carbono	507,2836	0,07132	0,10476	0,07235	66,00
Nitrógeno	136,2315	0,02617	0,05046	-0,00691	4,20

La ecuación se suele usar cuando la densidad no supera el valor de $0,8\rho_c$. Se observa que el desarrollo de la ecuación tiene la forma del desarrollo del virial truncado en el término $1/v^3$. La Tabla 11.1 enumera los valores de las cinco constantes, en unidades SI, de dos gases comunes.

11.3.2. ECUACIÓN DE BENEDICT-WEBB-RUBIN

Un ejemplo de ecuación más compleja que ha logrado predecir el comportamiento PvT , especialmente de hidrocarburos, es la ecuación de Benedict-Webb-Rubin. Esta ecuación, desarrollada en 1940, es

$$P = \frac{RT}{v} + \left(B_0RT - A_0 - \frac{C_0}{T^2}\right)\frac{1}{v^2} + \frac{bRT - a}{v^3} + \frac{a\alpha}{v^6} + \frac{c}{v^3T^2}\left(1 + \frac{\gamma}{v^2}\right)\exp\left(-\frac{\gamma}{v^2}\right) \tag{11.9}$$

Esta ecuación es una ampliación de la ecuación de Beattie-Bridgeman y, para una sustancia dada, tiene ocho constantes ajustables. En las Tablas A.22 y A.22I se pueden encontrar valores de estas constantes de cinco sustancias comunes. Las unidades de estas constantes deben ser coherentes con las utilizadas para P , v , R y T . La ecuación se suele aplicar a estados cuya densidad sea menor que 2,5 veces la densidad crítica.

Estímese la presión del CO a 215 K y $0,227 \text{ L/mol}$ de volumen específico, utilizando la ecuación de estado de Benedict-Webb-Rubin (BWR).

Solución

Datos. Monóxido de carbono en las condiciones que se indican en la Figura 11.4.

Incógnitas. P , en bar, mediante la ecuación de estado BWR.

Modelo. Gas en equilibrio.

Análisis. En la Tabla A.22 puede encontrarse una lista de los valores de las constantes de la ecuación BWR para el CO. El volumen específico es $0,227 \text{ L/mol}$ y $R_u = 0,08314 \text{ bar} \cdot \text{L/mol} \cdot \text{K}$. Sustituyendo adecuadamente resulta

$$P = \frac{0,08314(215)}{0,227} + \left[0,05454(0,08314)(215) - 1,3587 - \frac{8,673 \times 10^3}{215^2}\right]\frac{1}{(0,227)^2} +$$
$$+ \frac{0,002632(0,08314)(215) - 0,0371}{(0,227)^3} + \frac{0,371(1,35 \times 10^{-4})}{(0,227)^6} +$$
$$+ \frac{1,054 \times 10^3}{(0,227)^3 215^2} \left[1 + \frac{0,0060}{(0,227)^2}\right] \exp\left[-\frac{0,0060}{(0,227)^2}\right] =$$
$$= 78,75 - 11,09 + 0,86 + 0,04 + 1,94 = 70,50 \text{ bar}$$

EJEMPLO 11.2

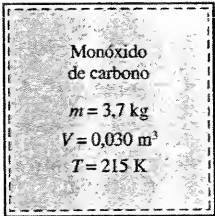


Figura 11.4. Esquema y datos del Ejemplo 11.2.

Comentario. Según la «NBS Technical Note 202», la presión del estado dado es 70,91 bar. Así, el error cometido con la ecuación BWR es menor del 0,6 por 100. Comparando, los resultados del Ejemplo 11.1 indican que el valor de la ecuación de Van der Waals es un 5 por 100 inferior, mientras que el de la ecuación de Redlich-Kwong es un 1,8 por 100 inferior.

Otro ejemplo de una ecuación de estado compleja es la sugerida por Martin y Hou en 1955. Ajusta sustancias polares y no polares cuyas densidades son hasta un 50 por 100 mayores que la densidad crítica. La forma original de esta ecuación en 1955 tenía nueve constantes ajustables. Desde esa época (1959), se ha modificado la ecuación para incluir once constantes.

11.3.3. ECUACIÓN DE PENG-ROBINSON

Muchas ecuaciones de estado predicen pobremente los datos de la región húmeda, especialmente del estado de líquido saturado. La ecuación de Peng-Robinson se desarrolló en 1976 principalmente para mejorar los datos del equilibrio líquido-vapor. Además de la presión y la temperatura críticas, introduce un tercer parámetro, el factor acéntrico ω . La ecuación de Peng-Robinson viene dada por

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a\alpha}{v(v + b) + b(v - b)} \quad [11.10]$$

$$\text{donde} \quad \alpha = [1 + S(1 - T_r^{1/3})]^2 \quad [11.11]$$

$$\text{y} \quad S = 0,37464 + 1,54226\omega - 0,26992\omega^2$$

En la Tabla A.2 pueden encontrarse los valores de ω . Las ecuaciones para obtener a y b se desarrollan de la misma forma que para las ecuaciones de Van der Waals y Redlich-Kwong.

11.4. MEZCLAS DE GASES REALES

En el Capítulo 10 se indicó que el cálculo de las propiedades de una mezcla es complejo, ya que las propiedades dependen no sólo de dos propiedades independientes, como la presión y la temperatura, sino también de la composición de la mezcla, especificada por las fracciones molares de cada componente. Así, el hecho de tabular las propiedades de las mezclas no resulta demasiado fructífero debido a la tremenda cantidad de datos necesarios. Como se presentó anteriormente en la aproximación de gases ideales, una solución es utilizar las propiedades de los componentes puros individuales con algún tipo de regla de mezcla. Las dos reglas más comunes son la de las presiones aditivas y la de los volúmenes aditivos, analizadas en el Capítulo 10. Por ejemplo, la presión total de una mezcla de gases podría calcularse mediante la regla de Dalton de las presiones aditivas como la suma de las presiones ejercidas por los componentes individuales. Es decir,

$$P_m = p_1 + p_2 + p_3 + \dots]_{T, V} \quad [11.12]$$

donde las presiones de los componentes 1, 2, 3, etc., se calculan mediante métodos más exactos para cada gas individual. La presión de cada componente se evalúa al volumen y temperatura de la mezcla, como se indica en la Ecuación [11.12]. El error real de esta aproximación es que se supone que cada gas

actúa como si él solo ocupase todo el volumen y su comportamiento no se viese afectado por la presencia de otras especies químicas. En consecuencia, podría esperarse que la ley de las presiones aditivas tenga más validez a presiones o densidades relativamente bajas, y que se cometa un error considerable a presiones más altas.

Si se supone que todos los gases de una mezcla gaseosa verifican la ecuación de Van der Waals, la ecuación del componente i sería

$$p_i]_{T, V} = \frac{R_u T}{\bar{v}_i - b_i} - \frac{a_i}{\bar{v}_i^2}$$

donde \bar{v}_i es el volumen molar del componente. No obstante, el volumen molar de una especie cualquiera está relacionado por definición con el volumen molar de la mezcla \bar{v}_m mediante $\bar{v}_m = y_i \bar{v}_i$. Al sustituir esta relación en las ecuaciones anteriores resulta

$$p_i]_{T, V} = \frac{y_i R_u T}{\bar{v}_m - y_i b_i} - \frac{y_i^2 a_i}{\bar{v}_m^2} \quad [11.13]$$

Si se sustituye esta forma general de la ecuación en la ley de presiones aditivas, al reordenar se obtiene

$$P_m = R_u T \left(\frac{y_1}{\bar{v}_m - y_1 b_1} + \frac{y_2}{\bar{v}_m - y_2 b_2} + \dots \right) - \frac{1}{\bar{v}_m^2} (a_1 y_1^2 + a_2 y_2^2 + \dots) \quad [11.14]$$

Suponiendo que previamente se han determinado las constantes de Van der Waals de cada componente, el segundo miembro de esta ecuación puede calcularse directamente para una mezcla a temperatura, volumen y composición dados.

Otra aproximación para utilizar la regla de las presiones aditivas consiste en suponer que se pueden usar los factores de compresibilidad de los componentes individuales. Si para cada componente se sustituye una ecuación del tipo $p_i V = Z_i N_i R_u T$ en la ley de presiones aditivas, el resultado es

$$P_m = \frac{R_u T}{V} (N_1 Z_1 + N_2 Z_2 + \dots)$$

No obstante, si para la mezcla se define un factor de compresibilidad medio Z_m , de acuerdo con la ecuación $P_m V = Z_m N_m R_u T$, se observa que

$$Z_m N_m = Z_1 N_1 + Z_2 N_2 + \dots$$

o

$$Z_{m, V, T} = y_1 Z_1 + y_2 Z_2 + \dots \quad [11.15]$$

donde y es, de nuevo, la fracción molar de los componentes. Los subíndices V y T en Z_m resaltan que los factores de compresibilidad de cada componente deben evaluarse al volumen y temperatura de la mezcla. En general, la regla de las presiones aditivas expresada en la forma de la Ecuación [11.15], a presiones o densidades bajas tiende a dar valores de Z_m mayores que los valores experimentales y a presiones altas da valores demasiado bajos. Para evitar esta dificultad puede emplearse un método que se suele denominar *regla de Bartlett de las presiones aditivas*. En este método se utiliza la misma forma de la Ecuación [11.15], pero los factores de compresibilidad individuales se calculan utilizando la temperatura y el volumen molar de la mezcla en lugar del volumen molar del componente. Esta aproximación tiende a dar mejores resultados en la región de presiones bajas. Con la ley de las presiones aditivas pueden utilizarse también otras ecuaciones de estado.

Otra técnica de aproximación que puede utilizarse consiste en aplicar la regla de Amagat de los volúmenes aditivos a mezclas de gases reales.

$$V_m = V_1 + V_2 + \dots]_{P,T} \quad [11.16]$$

donde los volúmenes individuales se calculan mediante las ecuaciones de estado apropiadas, con la presión y la temperatura de la mezcla. Si se utiliza el método del factor de compresibilidad, entonces $P_m V_i = Z_i N_i R_u T$. Al sustituir esta ecuación en la [11.16] se obtiene la siguiente expresión del factor de compresibilidad de toda la mezcla:

$$Z_{m,P,T} = y_1 Z_1 + y_2 Z_2 + \dots \quad [11.17]$$

Los subíndices P y T resaltan el hecho de que los factores individuales Z deben evaluarse a la presión y temperatura de la mezcla. Aunque la forma de la Ecuación [11.15] para la regla de las presiones aditivas es idéntica a la de la Ecuación [11.17] para la regla de los volúmenes aditivos, el método de cálculo es bastante diferente. Así, para un problema dado, cuando se aplican a gases reales se obtienen valores diferentes con los dos métodos. Como la regla de Amagat tiene en cuenta la presión total del sistema, contabiliza eficientemente la influencia de las fuerzas intermoleculares entre especies químicas diferentes, así como entre moléculas iguales. La experiencia muestra que, en la región de presiones bajas la regla de los volúmenes aditivos para mezclas de gases reales conduce a valores de Z_m demasiado bajos. En general, la regla de Amagat suele ser mejor que la regla de las presiones aditivas salvo a presiones relativamente bajas.

Para estimaciones preliminares en ingeniería existe otra regla de mezcla conocida como *regla de Kay*, que da valores satisfactorios con una precisión de un 10 por 100 aproximadamente. En este método se definen para la mezcla la presión y temperatura *seudocríticas* (T'_c y P'_c) de la siguiente manera:

$$T'_c = y_1 T_{c1} + y_2 T_{c2} + y_3 T_{c3} + \dots \quad [11.18.a]$$

$$y \quad P'_c = y_1 P_{c1} + y_2 P_{c2} + y_3 P_{c3} + \dots \quad [11.18.b]$$

Esta técnica es bastante útil, ya que sólo requiere el conocimiento de las presiones y temperaturas críticas de los gases componentes. En la literatura pueden encontrarse otro tipo de correlaciones para mezclas de gases reales.

EJEMPLO 11.3

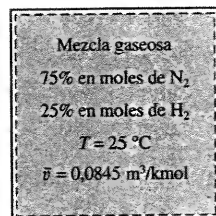


Figura 11.5. Esquema y datos del Ejemplo 11.3.

Un sistema contiene una mezcla con un 75 por 100 de hidrógeno y un 25 por 100 de nitrógeno, en moles, a 25 °C. Cuando el volumen específico es 0,0845 m³/kmol, experimentalmente se observa que la presión es 405 bar. Estímese cuál sería la presión mediante (a) el comportamiento de gas ideal, (b) la regla de las presiones aditivas y gases de Van der Waals, (c) la regla de los volúmenes aditivos y gases de Van der Waals, (d) la regla de las presiones aditivas y factores de compresibilidad, (e) la regla de los volúmenes aditivos y factores de compresibilidad, (f) la regla de Bartlett de las presiones aditivas, y (g) la aproximación de presión y temperatura pseudocríticas.

Solución

Datos. Una mezcla gaseosa de composición 75 por 100 de H₂ y 25 por 100 de N₂, en moles, a 25 °C y 0,0845 m³/kmol, como se muestra en la Figura 11.5.

Incógnitas. P mediante (a) el comportamiento de gas ideal, (b) la regla de las presiones aditivas y gases de Van der Waals, (c) la regla de los volúmenes aditivos y gases de Van der Waals, (d) la regla de las presiones aditivas y factores de compresibilidad, (e) la regla de los volúmenes aditivos y factores de compresibilidad, (f) la regla de Bartlett de las presiones aditivas, y (g) la aproximación de presión y temperatura pseudocríticas.

Análisis. Los datos críticos y las constantes de Van der Waals del hidrógeno y el nitrógeno son los siguientes:

$$\begin{aligned} T_{c,H_2} &= 33,2 + 8,0 = 41,2 \text{ K} & a_{H_2} &= 0,247 \text{ bar} \cdot \text{m}^6/\text{kmol}^2 \\ P_{c,H_2} &= 13,0 + 8,0 = 21 \text{ bar} & b_{H_2} &= 0,0265 \text{ m}^3/\text{kmol} \\ T_{c,N_2} &= 126,2 \text{ K} & a_{N_2} &= 1,361 \text{ bar} \cdot \text{m}^6/\text{kmol}^2 \\ P_{c,N_2} &= 33,9 \text{ bar} & b_{N_2} &= 0,0385 \text{ m}^3/\text{kmol} \end{aligned}$$

Como se indicó anteriormente en el texto, para mejorar la precisión al utilizar los diagramas de compresibilidad, la presión y la temperatura críticas del hidrógeno se han corregido sumando la constante 8,0.

(a) La presión según la ecuación de gas ideal es

$$P = \frac{NR_u T}{V} = \frac{0,08314(298)}{0,0845} = 293 \text{ bar}$$

El error en este valor es superior al 25 por 100.

(b) Para la regla de las presiones aditivas con la ecuación de Van der Waals se puede utilizar la Ecuación [11.14]. Así,

$$\begin{aligned} P &= 0,08314(298) \left[\frac{0,75}{0,0845 - 0,75(0,0265)} + \frac{0,25}{0,0845 - 0,25(0,0385)} \right] - \\ &\quad - \frac{1}{(0,0845)^2} [0,247(0,75)^2 + 1,361(0,25)^2] = \\ &= 24,8(14,95) - 140,1(0,224) = 339 \text{ bar} \end{aligned}$$

El resultado es mejor que el obtenido con la ecuación de gas ideal, pero todavía es bajo comparado con el valor experimental.

(c) Según la regla de los volúmenes aditivos, el volumen total es la suma de los volúmenes de los componentes, medidos a la presión y temperatura de la mezcla. Se desconoce la presión, de modo que pueden escribirse las tres ecuaciones siguientes:

$$\begin{aligned} 0,0845 &= 0,75 \bar{v}_{H_2} + 0,25 \bar{v}_{N_2} \\ P_{H_2} &= \frac{R_u T}{\bar{v} - b} - \frac{a}{\bar{v}^2} = \frac{0,08314(298)}{\bar{v} - 0,0265} - \frac{0,247}{\bar{v}^2} = \frac{24,78}{\bar{v} - 0,0265} - \frac{0,247}{\bar{v}^2} \\ P_{N_2} &= \frac{24,78}{\bar{v} - 0,0385} - \frac{1,361}{\bar{v}^2} \end{aligned}$$

Para que la solución sea correcta, las presiones de los dos gases deben ser iguales. Estas tres ecuaciones pueden resolverse mediante un programa de ordenador. Si se emplea un proceso iterativo, se supone un primer valor de \bar{v} para el hidrógeno, por ejemplo igual a 0,0862 m³/kmol. Entonces, de la primera ecuación anterior

$$\bar{v}_{N_2} = \frac{0,0845 - 0,75(0,0862)}{0,25} = 0,0794 \text{ m}^3/\text{kmol}$$

Sustituyendo los dos valores de \bar{v} en las dos últimas ecuaciones, se obtiene

$$\begin{aligned} P_{H_2} &= \frac{24,78}{0,0862 - 0,0265} - \frac{0,247}{(0,0862)^2} = 382 \text{ bar} \\ P_{N_2} &= \frac{24,78}{0,0794 - 0,0385} - \frac{1,361}{(0,0794)^2} = 390 \text{ bar} \end{aligned}$$

Estas dos soluciones se encuentran lo bastante próximas como para no realizar otra prueba. Esta solución es aproximadamente un 5 por 100 menor que el valor medido.

(d) La regla de las presiones aditivas y el diagrama de compresibilidad pueden combinarse para obtener un método de aproximación si se dispone de líneas de volumen pseudo-reducido constante. Recuerdese que $v'_{r,H_2} = \bar{v}P_c/R_u T_c$. Según esto, los volúmenes pseudo-reducidos y las temperaturas reducidas resultan

$$v'_{r,H_2} = \frac{0,0845(21)}{0,75(41,2)(0,08314)} = 0,69 \quad T_{r,H_2} = \frac{298}{41,2} = 7,23$$

$$v'_{r,N_2} = \frac{0,0845(33,9)}{0,25(126,2)(0,08314)} = 1,09 \quad T_{r,N_2} = \frac{298}{126,2} = 2,36$$

En las Figuras A.28 y A.29 se lee que los factores de compresibilidad del hidrógeno y el nitrógeno son 1,06 y 0,99 respectivamente. Así,

$$Z_m = 0,75(1,06) + 0,25(0,99) = 1,05$$

$$y \quad P = Z_m P_{ideal} = 1,05(293) = 308 \text{ bar}$$

Con este método se comete un error considerable al predecir la presión.

(e) De acuerdo con la regla de los volúmenes aditivos, cada gas se encuentra a la presión y temperatura de la mezcla. Como no se conoce la presión, debe suponerse un valor y resolverse de forma iterativa. Si en primer lugar se supone un valor de 350 bar, entonces

$$P_{r,H_2} = \frac{350}{21} = 16,7 \quad T_{r,H_2} = 7,23$$

$$P_{r,N_2} = \frac{350}{33,9} = 10,3 \quad T_{r,N_2} = 2,36$$

Los factores de compresibilidad con estas propiedades reducidas son 1,20 y 1,21 para el hidrógeno y nitrógeno respectivamente. Por tanto,

$$Z_m = 0,75(1,20) + 0,25(1,21) = 1,20$$

$$y \quad P = Z_m P_{ideal} = 1,20(293) = 352 \text{ bar}$$

Este valor concuerda muy bien con el valor supuesto, de modo que no son necesarias más pruebas. En este caso la regla de los volúmenes aditivos es una aproximación mejor que la regla de las presiones aditivas, aunque ambas dan valores demasiado bajos.

(f) La regla de Bartlett de las presiones aditivas se basa en el uso del volumen molar de la mezcla como volumen molar de cualquier componente. Si en la definición de volumen seudorreducido se utiliza el valor dado de 0,0845 m³/kmol, con los cálculos realizados en d, se obtiene que

$$v'_{r,H_2} = 0,75(0,69) = 0,52 \quad T_{r,H_2} = 7,23$$

$$y \quad v'_{r,N_2} = 0,25(1,07) = 0,27 \quad T_{r,N_2} = 2,36$$

Los factores de compresibilidad del hidrógeno y el nitrógeno en estas condiciones son aproximadamente 1,25 y 1,17 respectivamente. Así,

$$Z_m = 0,75(1,25) + 0,25(1,17) = 1,23$$

$$y \quad P = Z_m P_{ideal} = 1,23(293) = 360 \text{ bar}$$

Nótese que se ha mejorado mucho el resultado con respecto al obtenido con la ley de las presiones aditivas sin modificar.

(g) Si finalmente se utilizan las definiciones de temperatura y presión seudocríticas definidas en el texto, entonces

$$T'_c = y_1 T_{c1} + y_2 T_{c2} = 0,75(41,2) + 0,25(126,2) = 62,5 \text{ K}$$

$$y \quad P'_c = y_1 P_{c1} + y_2 P_{c2} = 0,75(21) + 0,25(33,9) = 24,2 \text{ bar}$$

Por tanto,

$$v'_r = \frac{\bar{v}P'_c}{R_u T'_c} = \frac{0,0845(24,2)}{0,08314(62,5)} = 0,394$$

$$T'_r = \frac{T}{T'_c} = \frac{298}{62,5} = 4,77$$

En la Figura A.29 se observa que el factor Z es 1,31 y la correspondiente presión del sistema es $P = 1,31(293) = 384 \text{ bar}$.

Comentario. Los resultados obtenidos con todos los métodos utilizados resultan demasiado bajos, aunque unos son mucho mejores que otros.

11.5. RESUMEN

Resulta conveniente disponer de expresiones analíticas para el comportamiento PvT de los gases reales. En este capítulo se han presentado unas pocas de las muchas correlaciones disponibles de ecuaciones de estado de gases reales. La precisión de estas relaciones PvT varía con el tipo de gas y el intervalo en el que se consideren las propiedades. Los datos del tipo $Pv = f(P, T)$ pueden obtenerse con la precisión deseada mediante desarrollos en serie conocidos como *ecuaciones del virial*:

$$Pv = RT + bP + cP^2 + dP^3 + \dots$$

$$y \quad Pv = RT \left(1 + \frac{b'}{v} + \frac{c'}{v^2} + \frac{d'}{v^3} + \dots \right)$$

Estos desarrollos en serie pueden escribirse también en función del factor de compresibilidad $Z (\equiv Pv/RT)$.

Entre las ecuaciones de estado de dos constantes se incluyen la de Van der Waals y la de Redlich-Kwong. La ecuación de Van der Waals es

$$\left(P + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT$$

Las unidades de ambas constantes a y b deben ser coherentes con las utilizadas para P , v y T . El cálculo de las constantes está basado en un hecho experimental expresado matemáticamente mediante las relaciones

$$\left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T = 0 \quad y \quad \left(\frac{\partial^2 P}{\partial v^2} \right)_T = 0$$

Estas ecuaciones permiten evaluar las constantes de cualquier ecuación de estado de dos constantes. La ecuación de Redlich-Kwong es

$$P = \frac{RT}{v - b} - \frac{a}{T^{1/2}v(v + b)}$$

Las constantes a y b pueden evaluarse de nuevo a partir de los datos críticos. Esta ecuación parece ser bastante precisa a temperaturas más altas que la crítica.

Una de las limitaciones inevitables de las ecuaciones de estado de dos constantes es la falta de precisión en un amplio intervalo de valores de las propiedades. Para obtener mayor precisión se necesita un número de términos o constantes considerablemente mayor. Una de las primeras ecuaciones de estado razonablemente simple y precisa es la ecuación de Beattie-Bridgeman. Una ecuación más compleja que ha logrado predecir el comportamiento PvT , especialmente de hidrocarburos, es la ecuación de Benedict-Webb-Rubin. Esta última es una am-

pliación de la ecuación de Beattie-Bridgeman y, para una sustancia dada, tiene ocho constantes ajustables.

Muchas ecuaciones de estado predicen mal la región húmeda, especialmente el estado de líquido saturado. La ecuación de estado de Peng-Robinson se desarrolló principalmente para mejorar los datos del equilibrio líquido-vapor. Además de la presión y temperatura críticas, introduce un tercer parámetro, el factor acéntrico ω .

La relación PvT de una mezcla de gases reales se suele estimar utilizando una regla de mezcla y las propiedades de los componentes puros individuales. Las dos reglas de mezcla más comunes son la *regla de Dalton de las presiones aditivas* y la *regla de Amagat de los volúmenes aditivos*. Por ejemplo, para todos los gases podría utilizarse como modelo la ecuación de Van der Waals, y para la mezcla suponer que cumple la regla de Dalton. Si el comportamiento del componente individual se describe en función de su factor de compresibilidad, es posible estimar el factor de compresibilidad de la mezcla. Dos reglas de mezcla empíricas que se utilizan habitualmente para calcular la temperatura y presión pseudocríticas de la mezcla son la *regla de Bartlett de las presiones aditivas* y la *regla de Kay*. Es necesario comprobar la validez de las reglas de mezcla con datos experimentales para una mezcla dada.

LECTURAS RECOMENDADAS Y REFERENCIAS

Benedict, O.; Webb, G. B., y Rubin, L. C.: *J. Chem. Phys.*, 8(4): 334-345 (1940).
Lewis, G. N. y Randall, M.: «Thermodynamics», 2.^a ed., McGraw-Hill, New York, 1961.
Martin, J. J. y Hou, Y. C.: *A.I. Ch. E. J.*, 1(2): 142-151 (1955).
Martin, J. J.; Kapoor, R. M., y deNevers, N.: *A.I. Ch. E. J.*, 5(2): 159-164 (1959).
Obert, E. F.: «Concepts of Thermodynamics», McGraw-Hill, New York, 1960.
Otto, J.; Michels, A., y Wouters, H.: *Physik. Z.*, 35(3): 97-100 (1934).
Redlich, O. y Kwong, J. N. S.: *Chem. Rev.*, 44(1): 233-244 (1949).
Wark, K.: «Advanced Thermodynamics for Engineers», McGraw-Hill, New York, 1995.

PROBLEMAS

- 11.1. Las constantes de la ecuación de estado del virial de la forma $Pv = A(1 + b'/v + c'/v^2 + \dots)$ se han determinado experimentalmente para el nitrógeno a -100°C . Los valores son $A = 14,39$, $b' = -0,05185 \text{ m}^3/\text{kmol}$, $c' = 0,002125 \text{ m}^6/\text{kmol}^2$. En la ecuación, P está en bar y v en m^3/kmol .
- (a) Determinése el factor de compresibilidad a 68 bar y -100°C utilizando la ecuación anterior.
- (b) Compárese el resultado anterior con el obtenido con un diagrama de compresibilidad generalizado.
- 11.2I. Las constantes de la ecuación de estado del virial de la forma $Pv = A(1 + b'/v + c'/v^2 + \dots)$ se han determinado experimentalmente para el nitrógeno a -148°F . Los valores son $A = 0,634$, $b' = -2,3146 \times 10^{-3}$ y $c' = 4,235 \times 10^{-6}$, con P en atmósferas.
- (a) Determinése el factor de compresibilidad a 67 atm y -148°F utilizando la ecuación anterior.

- (b) Compárese el resultado anterior con el obtenido con un diagrama de compresibilidad generalizado.
- 11.3. Calcúlese el volumen específico, en m^3/kmol , de nitrógeno a 102 bar y -45°C mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) el diagrama de compresibilidad, y (c) la ecuación de estado del virial dada por la Ecuación [11.1a]. Los coeficientes del virial del nitrógeno a esta temperatura son $b = -2,34 \times 10^{-2}$, $c = 3,61 \times 10^{-5}$ y $d = 5,18 \times 10^{-7}$, donde P está en bar, T en kelvin y v en m^3/kmol .
- 11.4. Considérese nitrógeno gaseoso a 150 bar y 0°C .
- (a) Determinése el volumen específico, en m^3/kmol , mediante la Ecuación [11.3].
- (b) Compárese con el resultado obtenido utilizando las Ecuaciones [11.4] y [11.5].
- (c) Compruébese el resultado con los datos tabulados, en m^3/kmol .
- 11.5. Determinése el volumen específico del nitrógeno a 150 K y 64 bar (a) mediante las Ecuaciones [11.4] y [11.5], y (b) compárese con el resultado obtenido utilizando el diagrama de compresibilidad generalizado, en m^3/kmol .
- 11.6I. Calcúlese el volumen específico, en ft^3/lbmol , de nitrógeno a 2.000 psia y -50°F mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) el método del factor de compresibilidad, y (c) la ecuación de estado del virial dada por la Ecuación [11.1a]. (Los coeficientes del virial del nitrógeno a esta temperatura son $b = -3,75 \times 10^{-1}$, $c = 5,86 \times 10^{-4}$ y $d = 8,53 \times 10^{-6}$, donde P está en atmósferas y T en grados Rankine.) (d) Estímese después el valor mediante la Tabla A.20I.
- 11.7. Determinése el volumen específico del nitrógeno a 204 atm y 0°C mediante la Ecuación [11.3]. Compárese con el resultado obtenido utilizando las Ecuaciones [11.4] y [11.5] en cm^3/mol . Compruébese el resultado con la Tabla A.20I.
- 11.8. Dedúzcanse las ecuaciones para las constantes a y b de la ecuación de estado de Redlich-Kwong en función de los valores críticos P , v y T .
- 11.9I. El vapor de agua a 1.600 psia y 740°F es un gas real. Determinése el volumen específico utilizando (a) la ecuación de gas ideal, (b) el factor de compresibilidad, (c) la ecuación de Van der Waals, y (d) los valores tabulados, en ft^3/lb_m .
- 11.10I. Se ha observado que el volumen específico del dióxido de carbono a 576°R y 69,1 atm es $3,94 \text{ ft}^3/\text{lbmol}$. Calcúlese el valor según (a) la ecuación de gas ideal, (b) el principio de estados correspondientes, y (c) la ecuación de Van der Waals.
- 11.11. El vapor de agua a 100 bar y 360°C es un gas real. Determinése el volumen específico en m^3/kg utilizando (a) la ecuación de gas ideal, (b) el factor de compresibilidad, (c) la ecuación de Van der Waals, (d) la ecuación de Redlich-Kwong, y (e) los valores tabulados.
- 11.12. Se ha observado que el volumen específico del dióxido de carbono a 350 K y 7,0 MPa es $0,321 \text{ m}^3/\text{kmol}$. Calcúlese el valor según (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Redlich-Kwong, (c) la ecuación de Van der Waals, y (d) el factor de compresibilidad.

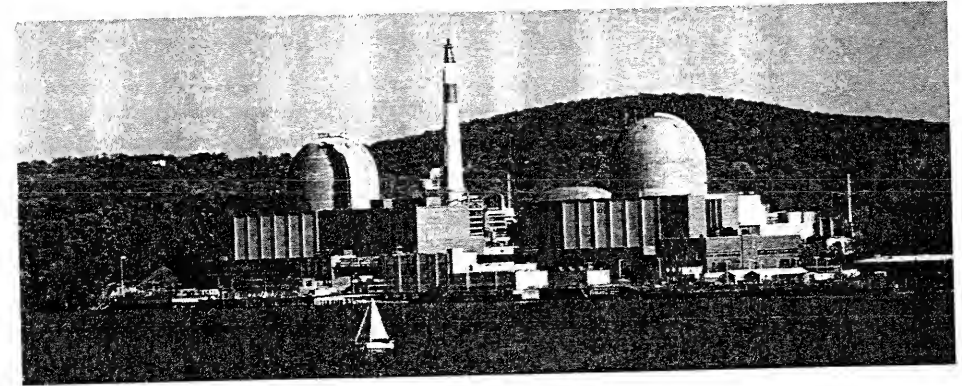
- 11.13. Calcúlese el volumen específico del vapor de agua a 140 bar y 400 °C mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el factor de compresibilidad, y (e) el valor tabulado, en m³/kg.
- 11.14. Determinése la presión, en bar, del vapor de agua a 360 °C cuyo volumen específico es 0,0309 m³/kg mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.15I. Calcúlese el volumen específico de vapor del agua a 2.000 psia y 800 °F mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado, en ft³/lb_m.
- 11.16I. Determinése la temperatura, en grados Fahrenheit, del vapor de agua a 1.600 psia cuyo volumen específico es 0,342 ft³/lb_m mediante (a) el principio de estados correspondientes, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, y (d) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.17. Calcúlese la temperatura, en grados Celsius, del vapor de agua a 100 bar cuyo volumen específico es 0,02331 m³/kg mediante (a) el factor de compresibilidad, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, y (d) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.18. El volumen específico del R-134a a 60 °C es 0,02301 m³/kg. Determinése la presión, en bar, mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.19. Determinése la presión, en bar, del R-134a a 80 °C cuyo volumen específico es 0,01435 m³/kg mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.20. Determinése la temperatura, en grados Celsius, del R-134a a 9 bar cuyo volumen específico es 0,02609 m³/kg mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.21I. El volumen específico del R-134a a 160 °F es 0,3011 ft³/lb_m. Determinése su presión en psia mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.22I. El volumen específico del R-134a a 120 psia es 0,461 ft³/lb_m. Determinése la temperatura del fluido, en grados Fahrenheit, mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, (d) el diagrama de compresibilidad, y (e) los datos tabulados de vapor sobrecalentado.
- 11.23I. El volumen específico del nitrógeno a -110 °F es 0,115 ft³/lb_m. Determinése la presión mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) el factor de compresibilidad (c) la ecuación de Van der Waals, (d) la ecuación de Redlich-Kwong, y (e) los datos tabulados.

- 11.24. El volumen específico del vapor de CO₂ saturado a 25 °C es 0,00419 m³/kg. Estímese la presión, en bar, mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Redlich-Kwong, (c) la ecuación de Benedict-Webb-Rubin, (d) la ecuación de Van der Waals, y (e) el factor de compresibilidad. El valor tabulado es de 64,0 bar.
- 11.25. Determinése la presión del N₂ a -123 °C si el volumen específico es 0,00239 m³/kg, utilizando (a) la ecuación de Redlich-Kwong, (b) la ecuación de Benedict-Webb-Rubin, (c) la ecuación de Beattie-Bridgeman, y (d) el principio de estados correspondientes. (e) Compárese con los datos de vapor sobrecalentado, en bar.
- 11.26I. Determinése la presión del N₂ a -160 °F si el volumen específico es 0,0399 ft³/lb_m, utilizando (a) la ecuación de Benedict-Webb-Rubin, (b) la ecuación de Redlich-Kwong, y (c) el principio de estados correspondientes. (d) Compárese con el valor tabulado, en psia.
- 11.27. En la «NBS Technical Note 202» (1963) se encuentra que el volumen específico del monóxido de carbono a 200 K y 60 atm es 0,2356 m³/kmol. Estímese el valor de P a la v y T dados mediante (a) la ecuación de gas ideal, (b) el diagrama de compresibilidad generalizado, (c) la ecuación de Redlich-Kwong, y (d) la ecuación de Benedict-Webb-Rubin, en atm.
- 11.28. El dióxido de carbono tiene a 75 °C un volumen específico de 0,014 m³/kg. Estímese la presión en MPa mediante (a) la ecuación de Beattie-Bridgeman, y (b) el diagrama de compresibilidad generalizado.
- 11.29. El nitrógeno a -123 °C tiene un volumen específico de 0,00239 m³/kg. Estímese la presión en MPa mediante (a) el diagrama de compresibilidad generalizado, (b) la ecuación de Beattie-Bridgeman, y (c) las tablas de vapor sobrecalentado.
- 11.30. Una mezcla compuesta por 1 kg de CO₂ (gas ideal) y 1 kg de vapor de agua (gas real) está a 20 bar y 200 °C. Calcúlese (a) la presión de cada componente, (b) la presión del CO₂ según la regla de las presiones aditivas, y (c) el volumen de la mezcla, en metros cúbicos.
- 11.31I. Una mezcla compuesta por 1,0 lb_m de CO₂ (gas ideal) y 1,0 lb_m de vapor de agua (gas real) está a 300 psia y 400 °F. Calcúlese (a) la presión parcial de cada componente, (b) la presión del componente CO₂ según la regla de las presiones aditivas, y (c) el volumen de la mezcla, en pies cúbicos.
- 11.32. Supóngase que el aire es una mezcla de dos gases, de composición 78 por 100 de nitrógeno y 22 por 100 de oxígeno, en moles. ¿Cuál es la presión de la mezcla si se comprimen 14 m³ a 20 °C y 1 bar hasta 0,028 m³ y 37 °C? Supóngase lo siguiente (a) ley de gas ideal, (b) gases de Van der Waals utilizando la ley de las presiones aditivas, (c) gases de Van der Waals utilizando la ley de los volúmenes aditivos, y (d) estados correspondientes y la ley de los volúmenes aditivos.
- 11.33. Dos gases A y B , cada uno en la cantidad de 1 kmol, forman una mezcla a 260 K y una presión total de 50 bar. Calcúlese el volumen total, en metros cúbicos, utilizando los datos de compresibilidad y (a) la regla de las presiones aditivas, y (b) la regla de los volúmenes aditivos. Las presiones y temperaturas críticas de A y B son $P_{cA} = 6$ bar, $P_{cB} = 8$ bar, $T_{cA} = T_{cB} = 200$ K.
- 11.34I. El aire es una mezcla de dos gases, de composición 79 por 100 de nitrógeno y 21 por 100 de oxígeno en moles. ¿Cuál es la presión de la mezcla si se comprimen 500 ft³ a 70 °F hasta 1,0 ft³? La presión inicial

era 1 atm y la temperatura final es 100 °F. Supóngase lo siguiente (a) gas ideal, (b) gases de Van der Waals utilizando la ley de las presiones aditivas, (c) gases de Van der Waals utilizando la ley de los volúmenes aditivos, y (d) estados correspondientes y la ley de los volúmenes aditivos.

- 11.351. Dos gases *A* y *B*, cada uno en la cantidad de 1 lbmol, forman una mezcla a 420 °R y una presión total de 60 atm. Calcúlese el volumen total, en pies cúbicos, utilizando los datos de *Z* y (a) la regla de las presiones aditivas, y (b) la regla de los volúmenes aditivos. Las presiones y temperaturas críticas de *A* y *B* son $P_{cA} = 6$ atm, $P_{cB} = 7$ atm, $T_{cA} = T_{cB} = 300$ °R.
- 11.36. En un recipiente de 1,0 m³ se desea preparar una mezcla con un 60 por 100 de acetileno (C₂H₂) y un 40 por 100 de CO₂, en moles, a 47 °C y 100 bar. El depósito contiene inicialmente acetileno a 47 °C y una presión P_1 . El dióxido de carbono entra en el depósito, desde una línea que contiene CO₂ a 47 °C y 100 bar, hasta que la presión del depósito alcanza 100 bar. ¿Cuál es el valor de P_1 que hace que cuando la presión en el depósito llegue a 100 bar, la composición en el interior del mismo sea del 60 por 100 de acetileno en moles? Supóngase que la regla de Kay es válida para la mezcla.
- 11.37. Calcúlese la presión ejercida por una mezcla de 0,5 kmol de metano (CH₄) y 0,5 kmol de propano (C₃H₈) a una temperatura de 90 °C, que ocupa un volumen de 0,48 m³. Utilícese (a) la ecuación de gas ideal, (b) la ecuación de Van der Waals y la ley de las presiones aditivas, (c) el diagrama de compresibilidad y los volúmenes aditivos, y (d) el diagrama de compresibilidad y la regla de Kay. El valor observado es 50,6 bar.
- 11.381. En un recipiente de 1,0 ft³ se desea preparar una mezcla con un 60 por 100 de acetileno (C₂H₂) y un 40 por 100 de CO₂, en moles, a 120 °F y 1.500 psia. El depósito contiene inicialmente acetileno a 120 °F y una presión P_1 . El dióxido de carbono entra en el depósito, desde una línea que contiene CO₂ a 120 °F y 1.500 psia, hasta que la presión del depósito alcanza 1.500 psia. ¿Cuál es el valor de P_1 que hace que cuando la presión en el depósito llegue a 1.500 psia, la composición en el interior del mismo sea 60 por 100 en moles de acetileno? Supóngase que la regla de Kay es válida para la mezcla.
- 11.39. Una mezcla gaseosa con un 60 por 100 de propano y un 40 por 100 de etano, en moles, ocupa un volumen de 0,070 m³ a 127 °C. Si la masa total es 15,0 kg, determínese la presión de la mezcla, en bar, utilizando (a) el modelo de gas ideal, (b) la regla de las presiones aditivas y los factores de compresibilidad, y (c) la regla de Kay y los factores de compresibilidad.

RELACIONES TERMODINÁMICAS GENERALIZADAS



Planta de potencia nuclear en Indiana Point, New York. Cada cúpula contiene un reactor de agua a presión que proporciona la energía térmica para mover una planta de potencia de ciclo Rankine.

En la resolución de problemas científicos y de ingeniería es esencial el poder determinar los valores de las propiedades termodinámicas. Por ser la Termodinámica clásica una ciencia experimental, muchos de los datos empíricos se han obtenido en las últimas décadas. El lector debe saber, no obstante, que sólo unas pocas propiedades pueden ser evaluadas directamente mediante la experimentación. De éstas, la correlación entre la presión, el volumen específico y la temperatura y la relación entre las capacidades térmicas específicas y la temperatura a bajas presiones son las más fácilmente mensurables. La evaluación de propiedades tales como la energía interna, la entalpía y la entropía se realiza mediante cálculos en los que intervienen los datos directamente mensurables citados anteriormente. Por consiguiente, una de las principales tareas de la Termodinámica es proveer ecuaciones básicas para evaluar propiedades como u , h , s y otras, a partir de datos de propiedades mensurables.

Un segundo punto a observar es que, en muchos casos, no se dispone de datos suficientes para calcular las propiedades, aunque se hayan desarrollado relaciones matemáticas básicas. Por tanto, se necesitan técnicas de aproximación, ya que en numerosas situaciones no se dispone del tiempo o de los recursos financieros suficientes, lo que hace que sea necesario disponer de métodos alternativos para evaluar las propiedades. Un caso pertinente es el uso del factor de compresibilidad generalizado Z , analizado en los Capítulos 4 y 11, que proporciona los medios de correlacionar los datos PvT cuando no se dispone de suficiente información experimental directa. En este capítulo se hará extensión de este método a otras propiedades. Antes de indagar algunas de las relaciones termodinámicas generales para el conocimiento cualitativo y cuantitativo que proporcionan es necesario hacer un breve repaso de algunas reglas del cálculo de derivadas parciales.

12.1. FUNDAMENTOS DE DERIVADAS PARCIALES

En este capítulo interesan fundamentalmente las relaciones de propiedades para sustancias simples compresibles. Por tanto, y de acuerdo con el postulado de estado, la mayor parte de las expresiones desarrolladas en este capítulo incluyen variables dependientes expresadas en función de dos variables independientes. Con esto en mente, considérense tres variables termodinámicas (tales como P , v y T) representadas en general mediante x , y , y z . Su relación funcional se expresa en la forma $x = x(y, z)$. También podría haberse escrito que $y = y(x, z)$ o que $z = z(x, y)$. La **diferencial total** cuando x es la variable dependiente viene dada por la ecuación:

$$dx = \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z dy + \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y dz \quad [12.1a]$$

Esta expresión puede también escribirse con la notación:

$$dx = M dy + N dz \quad [12.1b]$$

donde

$M = (\partial x / \partial y)_z$ = la derivada parcial de x con respecto a y a z constante

$N = (\partial x / \partial z)_y$ = la derivada parcial de x con respecto a z a y constante

Se pueden escribir expresiones semejantes para dy y dz , dependiendo de qué variable se elija como variable dependiente.

El significado físico de una derivada parcial se ve fácilmente recordando que los estados de equilibrio de una sustancia simple compresible pueden representarse mediante una superficie tridimensional. Esta superficie está representada en la Figura 12.1 para una región monofásica, donde de nuevo el grupo de tres propiedades se ha representado mediante x , y y z . Esta superficie podría representar, por ejemplo, la región de vapor sobrecalentado en un diagrama PvT similar al mostrado en la Figura 4.1. En la Figura 12.1 se han realizado cortes en la superficie en el entorno del punto D para que se vea con más claridad la curvatura de la superficie. Considérese un plano z constante que corte a la superficie. La curva de intersección está señalada con los puntos C , D y E en el diagrama. La magnitud $(\partial x / \partial y)_z$ es la pendiente de la superficie en cualquier estado a lo largo de esta curva. En particular, el valor de esta derivada parcial en el estado D es la pendiente de la tangente AB . Pueden hacerse interpretaciones análogas de las magnitudes $(\partial x / \partial z)_y$ y $(\partial y / \partial z)_x$ cuando los planos y constante y x constante, respectivamente, cortan la superficie de estados de equilibrio.

En los siguientes apartados se formularán las diferenciales totales de u , h , s y otras con la forma de la Ecuación [12.1a]. La integración de esas expresiones diferenciales proporcionará las ecuaciones generales para evaluar las variaciones de propiedades tales como Δu , Δh y Δs para sólidos, líquidos y gases, así como para cambios de fase. Estas diferenciales totales se obtienen de las leyes básicas de la Termodinámica y de definiciones. Por desgracia, las expresiones contendrán inicialmente en el segundo miembro de la Ecuación [12.1a] variables independientes que no son directamente mensurables. Por tanto, es preciso manipular las derivadas parciales para convertir la diferencial total inicial en una expresión útil. A continuación se analizan tres relaciones entre derivadas parciales que son importantes con vistas a esas transformaciones.

La primera relación que se trata está basada en la Ecuación [12.1b]. La derivada parcial de M y N con respecto a z e y , respectivamente, conduce a:

$$\frac{\partial M}{\partial z} = \frac{\partial^2 x}{\partial y \partial z} \quad \text{y} \quad \frac{\partial N}{\partial y} = \frac{\partial^2 x}{\partial z \partial y}$$

Si la variable x es continua, entonces se sabe de cálculo que el orden de derivación es indiferente, de manera que:

$$\left(\frac{\partial M}{\partial z}\right)_y = \left(\frac{\partial N}{\partial y}\right)_z \quad [12.2]$$

La Ecuación [12.2] se conoce como **prueba de exactitud**. Su utilidad en la obtención de las relaciones de Maxwell se comprobará en el apartado siguiente.

Las dos relaciones restantes entre derivadas parciales se obtienen de la siguiente manera. La Ecuación (a) está escrita con y y z como variables independientes. Para un caso en el que $y = y(x, z)$, la diferencial total se escribe:

$$dy = \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z dx + \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x dz \quad [12.3a]$$

Al sustituir la Ecuación [12.1a] en la Ecuación [12.3a] para eliminar dx , y reordenar el resultado, se obtiene que:

$$\left[1 - \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z\right] dy = \left[\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial x}{\partial z}\right)_y + \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x\right] dz \quad [12.3b]$$

Se eligen y y z como variables independientes. Cuando $dz = 0$ y $dy \neq 0$, el coeficiente de dy en la Ecuación [12.3b] es igual a 0. Así:

$$\left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z = 1 \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial y}{\partial x}\right)_z = \frac{1}{(\partial x / \partial y)_z} \quad [12.4]$$

Esta última ecuación, conocida como **relación de reciprocidad**, muestra que la inversa de una derivada parcial es igual a su recíproca. De manera análoga, cuando $dy = 0$ y $dz \neq 0$, entonces el coeficiente de dz en la Ecuación [12.3b] es igual a cero. Por tanto, después de reordenar y haciendo uso de la Ecuación [12.4]:

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = -1 \quad [12.5]$$

Esta ecuación, conocida como **relación cíclica**, se utiliza con frecuencia en el desarrollo de las relaciones de propiedades. Las Ecuaciones [12.2], [12.4] y [12.5] son importantes para manipular las relaciones entre propiedades.

12.2. ALGUNAS RELACIONES FUNDAMENTALES ENTRE PROPIEDADES

En el Capítulo 7 se han desarrollado varias ecuaciones importantes para la variación de entropía de un sistema simple compresible de composición química fija mediante la combinación de ecuaciones deducidas a partir de las leyes primera y segunda de la Termodinámica. La forma utilizada de la primera ley fue $\delta q + \delta w = du$. Para un proceso internamente reversible, las interacciones calor y trabajo vienen representadas por $T ds$ y $-P dv$. Sustituyendo estas dos expresiones en la ecuación de la energía se obtiene la **primera ecuación $T ds$** :

$$T ds - P dv = du \quad [12.6]$$

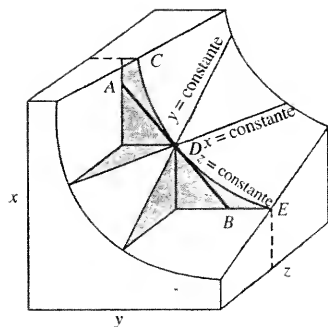


Figura 12.1. Representación de una derivada parcial en una superficie termodinámica.

Como $h \equiv u + Pv$, entonces $du = dh - P dv - v dP$. Sustituyendo du en la Ecuación [12.6] por esta relación, se llega a la *segunda* ecuación $T ds$, es decir:

$$T ds + v dP = dh \quad [12.7]$$

Se pueden formar dos ecuaciones adicionales de interés mediante la definición de otras dos propiedades de la materia. La **función de Helmholtz** a se define mediante la ecuación:

$$a \equiv u - Ts \quad [12.8]$$

Por tanto:

$$da = du - T ds - s dT \quad [12.9]$$

Si la Ecuación [12.6] se sustituye en la Ecuación [12.9], se obtiene una tercera relación entre propiedades importante:

$$da = -P dv - s dT \quad [12.10]$$

Finalmente, se obtiene una cuarta relación definiendo previamente la **función de Gibbs** g mediante:

$$g \equiv h - Ts \quad [12.11]$$

Por tanto, la variación infinitesimal de g es:

$$dg = dh - T ds - s dT \quad [12.12]$$

Sustituyendo dh de la Ecuación [12.7] en la Ecuación [12.12] resulta:

$$dg = v dP - s dT \quad [12.13]$$

Para compendiar estas cuatro relaciones importantes entre propiedades de una sustancia simple compresible, se presentan reunidas aquí:

$$du = T ds - P dv \quad [12.6]$$

$$dh = T ds + v dP \quad [12.7]$$

$$da = -P dv - s dT \quad [12.10]$$

$$dg = v dP - s dT \quad [12.13]$$

Téngase en cuenta que las variables de los segundos miembros de estas ecuaciones incluyen sólo P , v , T y s . Estas ecuaciones se conocen como **ecuaciones de Gibbs**.

Uno de los conjuntos más importantes de relaciones termodinámicas que surgen de las ecuaciones de Gibbs, o ecuaciones $T ds$, se obtiene aplicando la Ecuación [12.2] a las expresiones de du , dh , da y dg . Por ejemplo, considérese la diferencial total escrita en la forma de la Ecuación [12.1b] y la diferencial total de u dada por la Ecuación [12.6]:

$$dx = M dy + N dz \quad [12.1b]$$

$$du = T ds - P dv \quad [12.6]$$

Al compararlas se observa que M ha sido reemplazada por T , N por $-P$, y por s y z por v . Realizando estas sustituciones en la Ecuación [12.2], $(\partial M/\partial z)_y = (\partial N/\partial y)_z$, se llega a la relación:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = \left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \quad [12.14]$$

La aplicación de la Ecuación [12.2] a las tres ecuaciones de Gibbs para dh , da y dg conduce al siguiente conjunto de ecuaciones entre derivadas parciales:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_P \quad [12.15]$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \quad [12.16]$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T \quad [12.17]$$

Este conjunto de cuatro ecuaciones se conocen como las **relaciones de Maxwell**. Su importancia no es evidente ahora, pero un simple ejemplo permite poder ilustrar su utilidad. Considérese un sistema en un estado de equilibrio dado. Se desea conocer, en un cambio de estado elemental, la variación de la entropía del sistema cuando se modifica el volumen de forma isoterma. Esto podría aplicarse, por ejemplo, a un gas contenido en un dispositivo cilindro-émbolo que se expanda de manera isoterma. Es imposible evaluar directamente $(\partial s/\partial v)_T$ para ese proceso, ya que las variaciones de entropía no son directamente mensurables. Sin embargo, la Ecuación [12.6] establece que sólo es necesario medir la variación de la presión con la temperatura manteniendo constante el volumen, ya que $(\partial P/\partial T)_v = (\partial s/\partial v)_T$. Desde un punto de vista experimental es relativamente sencillo medir las variaciones de presión y de temperatura.

Estímese el valor de $(\partial s/\partial P)_T$ para el refrigerante 134a a 20 °C y 0,28 MPa utilizando los datos PvT de las tablas del vapor sobrecalentado. Compárese la respuesta con los datos de la entropía obtenidos de la tabla.

EJEMPLO 12.1

Solución

Datos. Refrigerante 134a a 20 °C y 0,28 MPa.

Incógnitas. $(\partial s/\partial P)_T$, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K} \cdot \text{MPa}$ utilizando los datos PvT ; comparar con los datos tabulados de la entropía.

Modelo. Aplicación de las relaciones de Maxwell.

Análisis. La Ecuación [12.17] muestra que $(\partial s/\partial P)_T = (\partial v/\partial T)_P$. Para estimar esta segunda derivada parcial a partir de la tabla de datos PvT , se supondrá que una aproximación lineal finita en las proximidades del estado establecido tiene una precisión razonable. Como se muestra en el diagrama vT de la Figura 12.2, la pendiente de la tangente a la línea de presión constante en el estado real puede aproximarse por la pendiente de la línea que une los estados a 10 y 30 °C para una presión de 0,28 MPa. Esto es:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P &\approx \left(\frac{\Delta v}{\Delta T}\right)_P = \frac{(v_{30} - v_{10})}{(T_{30} - T_{10})} = \frac{0,08320 - 0,07613}{30 - 10} \\ &= 3,535 \times 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg} \cdot \text{K} = 0,3535 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \cdot \text{MPa} \end{aligned}$$

ya que $1 \text{ kJ} = 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{MPa}$. El valor calculado anteriormente es también un valor estimado de $(\partial s/\partial P)_T$.

Como prueba de la aproximación, se hará uso de los datos de entropía y presión de la tabla del refrigerante. Tomando los datos a 0,24 y 0,32 MPa y 20 °C:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T &\approx \left(\frac{\Delta s}{\Delta P}\right)_T = \frac{s_{0,32} - s_{0,24}}{P_{0,32} - P_{0,24}} = \frac{0,9749 - 1,0034}{0,32 - 0,24} \\ &= 0,3563 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \cdot \text{MPa} \end{aligned}$$

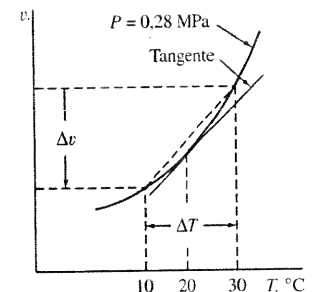


Figura 12.2. Ilustración de la estimación de $(\partial v/\partial T)_P$ a partir de datos del vapor sobrecalentado.

Estas dos estimaciones de las derivadas parciales difieren sólo en un 0,8 por 100. Es de esperar alguna diferencia, ya que se han utilizado aproximaciones finitas a magnitudes diferenciales.

Comentario. En ausencia de datos de entropía para la sustancia, $(\partial s / \partial P)_T$ podría obtenerse con una precisión razonable exclusivamente a partir de datos PvT .

12.3. RELACIONES GENERALIZADAS PARA LAS VARIACIONES DE ENTROPÍA, ENERGÍA INTERNA Y ENTALPÍA

Una de las funciones más importantes de la Termodinámica es proporcionar las ecuaciones fundamentales para la evaluación de propiedades o la variación de propiedades bajo las condiciones más generales. Estas ecuaciones, por ejemplo, deben ser independientes del tipo y fase de la sustancia. Una vez desarrolladas estas ecuaciones «generalizadas», será necesario proporcionar información específica sobre la sustancia si se desea evaluar numéricamente los valores de las propiedades. Una vez más se restringirá el análisis a sustancias simples compresibles. En primer lugar se desarrollarán las ecuaciones generalizadas para la entropía, seguidas por las ecuaciones para la energía interna y la entalpía. Este procedimiento es arbitrario. No existe mayor dificultad en desarrollar en primer lugar expresiones para las variaciones de la energía interna y la entalpía, y después las ecuaciones para las variaciones de la entropía. Las variables independientes se eligen que sean un par del grupo (P, v, T) . Por razones prácticas se utilizan normalmente sólo los dos pares de variables (T, v) y (T, P) .

Antes de continuar es necesario desarrollar dos expresiones especiales para c_v y c_p . Recuérdese que estas dos capacidades térmicas específicas vienen definidas en función de derivadas parciales, esto es:

$$c_v \equiv \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \quad \text{y} \quad c_p \equiv \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p$$

Si se deriva la Ecuación [12.6] con respecto a la temperatura manteniendo constante el volumen, se encuentra que:

$$\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \quad \text{o} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v = \frac{c_v}{T} \quad [12.18]$$

De forma análoga, derivando la Ecuación [12.7] con respecto a la temperatura manteniendo constante la presión se llega a:

$$\left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p \quad \text{o} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p = \frac{c_p}{T} \quad [12.19]$$

Estas dos relaciones se utilizarán en el desarrollo de las relaciones de la entropía en el apartado siguiente. Las expresiones generalizadas de las capacidades térmicas específicas se dan en el Apartado 12.4.

12.3.1. RELACIONES GENERALIZADAS PARA LA ENTROPÍA

Si se elige que la entropía sea función de T y v , se puede escribir que la diferencial de s viene dada por:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T dv \quad [12.20]$$

Ahora se pretende expresar ds exclusivamente en función de magnitudes mensurables. Esto exige sustituir las derivadas parciales de la Ecuación [12.20] por otros términos que incluyan sólo las variables P, v, T y las capacidades térmicas específicas c_v y c_p . La primera derivada parcial puede sustituirse por el segundo miembro de la Ecuación [12.18]. La segunda derivada parcial se sustituye utilizando la relación de Maxwell dada en la Ecuación [12.16]. El resultado es:

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \quad [12.21]$$

Este es el resultado buscado, ya que ahora el segundo miembro de la ecuación está expresado exclusivamente en función de magnitudes mensurables.

Una ecuación equivalente para ds en función de las variables T y P puede desarrollarse partiendo de la relación:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P dT + \left(\frac{\partial s}{\partial P} \right)_T dP \quad [12.22]$$

De nuevo la segunda derivada parcial puede sustituirse mediante la relación de Maxwell dada en la Ecuación [12.17]. Además, la primera derivada parcial puede reemplazarse por el segundo miembro de la Ecuación [12.19]. La sustitución de estas dos ecuaciones en la Ecuación [12.22] proporciona el resultado deseado:

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP \quad [12.23]$$

La integración de las Ecuaciones [12.22] y [12.23] entre los mismos estados conduce a los mismos valores de Δs , ya que el valor de la variación de una propiedad es independiente del método utilizado para calcularlo. Estas ecuaciones son expresiones *generalizadas*, ya que no están restringidas a una sustancia particular o a una fase concreta de una sustancia. Sin embargo, están restringidas a sistemas simples compresibles.

Estímese la variación de la entropía del refrigerante 134a, en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$, cuando éste se comprime de manera isoterma a 20°C desde 0,24 hasta 0,32 MPa, utilizando la tabla de datos PvT .

Solución

Datos. Refrigerante 134a se comprime de manera isoterma en las condiciones mostradas en la Figura 12.3.

Incógnitas. Δs en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$.

Modelo. Utilícese la ecuación generalizada de la entropía y los datos de las tablas.

Análisis. Bajo las condiciones de proceso isotermo del problema, la Ecuación [12.23] se reduce a:

$$ds = - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP$$

Para integrar esta expresión se precisa información acerca de la variación de la derivada parcial con la presión. Como el cambio de la presión es pequeño, como primera aproximación se supondrá que la derivada parcial permanece constante entre 0,24 y 0,32 MPa.

EJEMPLO 12.2

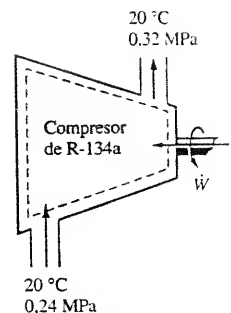


Figura 12.3. Esquema y datos del Ejemplo 12.2.

EJEMPLO 12.4

Obténgase la variación de entalpía y de entropía de un gas real a lo largo de una isoterma entre dos presiones P_1 y P_2 . Supóngase que en el intervalo de presiones utilizadas el comportamiento PvT del gas viene representado por la relación $v = RT/P + b - a/RT$, donde a y b son constantes.

Solución

Datos. La ecuación de estado $v = RT/P + b - a/RT$.

Incógnitas. Las ecuaciones para Δh y Δs .

Modelo. Uso de las ecuaciones generalizadas.

Análisis. La variación de entalpía en un proceso isoterma viene dada por el segundo término del segundo miembro de la Ecuación [12.26], esto es:

$$(h_2 - h_1)_T = \int_1^2 \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

La ecuación de estado es explícita en v . Por tanto, $(\partial v / \partial T)_P = R/P + a/RT^2$, y:

$$v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{RT}{P} + b - \frac{a}{RT} - T \left(\frac{R}{P} + \frac{a}{RT^2} \right) = b - \frac{2a}{RT}$$

Así pues:

$$(h_2 - h_1)_T = \left(b - \frac{2a}{RT} \right) (P_2 - P_1)$$

Para evaluar la variación de entropía se elige la Ecuación [12.23] en lugar de Ecuación [12.21], ya que aquella requiere una ecuación de estado explícita en v . Así:

$$\begin{aligned} (s_2 - s_1) &= - \int_1^2 \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP = - \int_1^2 \left(\frac{R}{P} + \frac{a}{RT^2} \right) dP = \\ &= -R \ln \frac{P_2}{P_1} - \frac{a(P_2 - P_1)}{RT^2} \end{aligned}$$

12.4. RELACIONES GENERALIZADAS PARA c_p Y c_v

En este capítulo ya se han desarrollado dos expresiones para las capacidades térmicas específicas:

$$c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \quad [12.18]$$

$$c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_P \quad [12.19]$$

Estas expresiones son relaciones generalizadas para c_v y c_p , y pueden utilizarse en cualquier región monofásica en la que se disponga de datos PvT . Un método alternativo de evaluación de los datos de las capacidades térmicas específicas está basado en el hecho experimental de que es relativamente más fácil medir datos de la capacidad térmica específica a bajas que a altas presiones. Por ejemplo, ya se ha visto en el Capítulo 3 que a bajas presiones son bien conocidas las capacidades térmicas específicas de los gases más comunes como función de la temperatura. Estos datos se conocen como capacidades térmicas específicas a

presión cero. Por consiguiente, se trata de determinar en qué manera los valores de las capacidades térmicas específicas varían al aumentar la presión (o al disminuir el volumen específico) manteniendo constante la temperatura. Tal evaluación debe fundamentarse exclusivamente en la utilización de los valores medidos de PvT en el intervalo deseado de estados de equilibrio. Desde un punto de vista matemático, lo que se pretende encontrar son expresiones para los dos términos $(\partial c_v / \partial v)_T$ y $(\partial c_p / \partial P)_T$. Las ecuaciones generalizadas para estas dos expresiones se obtienen partiendo de las Ecuaciones [12.21] y [12.23]:

$$ds = \frac{c_v dT}{T} + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \quad [12.21]$$

$$ds = \frac{c_p dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP \quad [12.23]$$

Estas ecuaciones tienen la forma $dx = M dy + N dz$. Por consiguiente se aplica la Ecuación [12.2], esto es, $\partial M / \partial z = \partial N / \partial y$. Al aplicar esto a la Ecuación [12.21] se obtiene el siguiente resultado:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v} \right)_T = T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2} \right)_v \quad [12.28]$$

Esta es la relación deseada. Si se arranca de la Ecuación [12.23], se puede mostrar mediante un procedimiento análogo que:

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial P} \right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P \quad [12.29]$$

Para obtener el valor de c_p a una presión elevada, por ejemplo, se integra la Ecuación [12.29] desde la presión cero hasta el valor deseado. Por tanto:

$$c_p - c_{p,0} = -T \int_0^P \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P dP \quad [12.30]$$

donde $c_{p,0}$ es, de nuevo, la capacidad térmica específica a presión cero, o de gas ideal. La integración del segundo miembro precisa el conocimiento del comportamiento PvT de la sustancia bien en forma de tabla bien en forma analítica.

Otra relación termodinámica de interés es la diferencia entre las capacidades térmicas específicas a presión constante y a volumen constante, esto es $c_p - c_v$. La razón de este interés es que los valores de c_p son por lo general más fáciles de medir que los de c_v . Por consiguiente, c_v podrá evaluarse exclusivamente a partir de c_p y de datos PvT . Dado que la variación de una propiedad no depende del método de evaluación, se pueden igualar las dos ecuaciones para ds presentadas previamente. Igualando las Ecuaciones [12.21] y [12.23], se obtiene que:

$$\frac{c_v dT}{T} + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv = \frac{c_p dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP$$

o

$$\frac{c_p - c_v}{T} = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP$$

Derivando con respecto a la presión, manteniendo constante el volumen:

$$\frac{c_p - c_v}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_v = \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P$$

Además, la derivada parcial se evaluará mediante el método de diferencias finitas analizado en el Ejemplo 12.1. En este caso la ecuación anterior queda:

$$\Delta s \approx -\left(\frac{\Delta v}{\Delta T}\right) \Delta P$$

El valor de $\Delta v/\Delta T$ a la presión intermedia de 0,28 MPa se determinó en el Ejemplo 12.1 y era 0,3535 kJ/kg · K · MPa. Utilizando ese valor en la ecuación anterior se llega al resultado:

$$\Delta s \approx -0,3535(0,32 - 0,24) = -0,0283 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

De la tabla de vapor sobrecalentado para el R-134a se obtiene que la variación de entropía es:

$$(s_2 - s_1)_T = (0,9749 - 1,0034) = -0,0285 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Los valores de s del vapor sobrecalentado se han determinado a partir de una ecuación de estado PvT precisa.

Comentario. A pesar de la aproximación realizada, la respuesta sólo está subestimada en aproximadamente un 1 por 100. Los dos últimos ejemplos ilustran algunos métodos matemáticos que con frecuencia resultan unas herramientas aptas para estimaciones en ausencia de una ecuación de estado PvT precisa.

12.3.2. RELACIONES GENERALIZADAS DE LA ENERGÍA INTERNA Y DE LA ENTALPÍA

Recordando la primera ecuación $T ds$ desarrollada en el Apartado 12.2 es posible escribir una ecuación generalizada para la variación de la energía interna:

$$du = T ds - P dv \quad [12.6]$$

La magnitud ds se elimina de esta ecuación sustituyéndola por la Ecuación [12.21]. Después de reagrupar las variables:

$$du = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv \quad [12.24]$$

La ecuación generalizada para la variación de entalpía se obtiene empleando la segunda ecuación $T ds$, es decir:

$$dh = T ds + v dP \quad [12.7]$$

La sustitución de ds de la Ecuación [12.23] en la Ecuación [12.7] y el reagrupamiento subsiguiente conduce a:

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad [12.25]$$

Para integrar las Ecuaciones [12.21], [12.23], [12.24] y [12.25] se necesita el conocimiento experimental del comportamiento PvT de la sustancia en la región de interés, así como información experimental acerca de la relación entre las capacidades térmicas específicas y la temperatura.

La variación de la entalpía, por ejemplo, se obtiene integrando la Ecuación [12.25]. El resultado es:

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dT + \int_1^2 \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad [12.26]$$

Para integrar el primer término del segundo miembro se necesita información sobre la variación de c_p con la temperatura para una presión determinada. Con frecuencia se elige que esta presión sea prácticamente cero, de modo que se utilicen los datos de la capacidad térmica específica del gas ideal ($c_{p,0}$). La integración del segundo término precisa conocer el comportamiento PvT de la sustancia en el intervalo de presiones deseadas a una temperatura dada. La Figura 12.4 muestra en un diagrama Ts un camino posible de integración entre dos estados 1 y 2 de un gas real. En este camino concreto, el primer término del segundo miembro de la Ecuación [12.26] se integra a presión cero entre los estados x e y . En este caso el segundo término del segundo miembro de la Ecuación [12.26] debe integrarse dos veces. Una integración se realiza a temperatura constante T_1 entre los estados 1 y x , y la otra integración se realiza a T_2 entre los estados y y 2.

A la vista de la forma del coeficiente de dv en la Ecuación [12.24] para du , es útil que la ecuación de estado PvT sea una ecuación explícita en P . Sin embargo, una ecuación explícita en v tendría ventajas al integrar la Ecuación [12.25] para dh . Se puede utilizar la primera de estas ecuaciones para obtener Δh calculando en primer lugar Δu y obteniendo después Δh a partir de la definición:

$$h_2 - h_1 = u_2 - u_1 + (P_2 v_2 - P_1 v_1) \quad [12.27]$$

Análogamente, si se utiliza una ecuación de estado explícita en v , se calcula primeramente Δh por medio de la Ecuación [12.25] y después se obtiene Δu de la Ecuación [12.27].

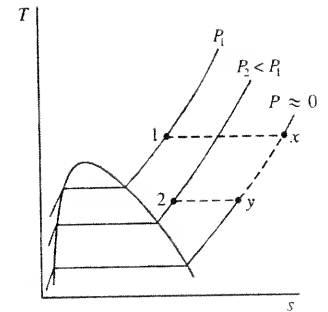


Figura 12.4. Camino de integración posible entre dos estados del gas real.

En el Capítulo 3 se ha indicado que la energía interna de gases a bajas presiones puede aproximarse bastante bien mediante la relación $du = c_v dT$. Demuéstrese que esta relación se cumple exactamente para gases ideales.

Solución

Datos. Un gas ideal.

Incógnitas. Validez de $du = c_v dT$.

Modelo. Ecuación generalizada para la energía interna, gas ideal.

Análisis. Tomando como base en la Ecuación [12.24], la ecuación generalizada para du se reduce a $du = c_v dT$ si el coeficiente del término dv se anula. De la relación de gas ideal, $Pv = RT$, se obtiene que $(\partial P/\partial T)_v = R/v$. La sustitución de esta última relación del gas ideal en el coeficiente de dv en la Ecuación [12.24] proporciona:

$$T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P = T \left(\frac{R}{v} \right) - P = P - P = 0$$

Por tanto, un gas ideal es siempre una sustancia tal que su energía interna es realmente sólo función de la temperatura, y dada mediante $du = c_v dT$. Dado que muchos gases a bajas presiones verifican aproximadamente la ecuación de gas ideal, sus energías internas serán también, con un alto grado de precisión, función sólo de la temperatura.

Comentario. Si se realiza un tratamiento similar para la entalpía, se puede ver que el coeficiente de dP en la Ecuación [12.25] se anula siempre para gases ideales. Esto prueba que, para gases ideales, la variación de entalpía viene dada siempre por $dh = c_p dT$.

EJEMPLO 12.3

que al reagruparla queda:

$$c_p - c_v = T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v$$

[12.31]

Una forma equivalente para $c_p - c_v$ puede obtenerse reemplazando $(\partial P/\partial T)_v$ por su valor obtenido mediante la regla cíclica $(\partial P/\partial T)_v = -(\partial v/\partial T)_P (\partial P/\partial v)_T$. Utilizando esta expresión en la Ecuación [12.31] se llega a la relación:

$$c_p - c_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P^2 \left(\frac{\partial P}{\partial v} \right)_T$$

[12.32]

De la Ecuación [12.32] se deducen muchos resultados cualitativos importantes:

1. Sobre la base de datos experimentales se sabe que $(\partial P/\partial v)_T$ es siempre negativo para todas las sustancias en todas las fases. Como la primera derivada parcial de la Ecuación [12.32] es un término cuadrático, $c_p - c_v$ será siempre positivo o cero. Esta magnitud se anula en dos casos:
 - (a) La primera es cuando T es el cero absoluto en la escala termodinámica, si los restantes términos permanecen finitos en ese estado. Por tanto, las capacidades térmicas específicas a presión y volumen constantes son iguales en el cero absoluto de temperatura.
 - (b) Las capacidades térmicas específicas también serán iguales cuando el valor de $(\partial v/\partial T)_P$ sea cero. Esto sucede, por ejemplo, en el caso del agua líquida a 4 °C, donde el fluido está en un estado de máxima densidad.
2. Incluso a temperaturas por encima del cero absoluto, la diferencia entre c_p y c_v será por lo general pequeña para líquidos y sólidos. Esto es cierto debido a que el valor de $(\partial v/\partial T)_P$ es muy pequeño en estas dos fases. Por tanto, con frecuencia se habla de capacidad térmica específica del líquido o sólido sin especificar el tipo.
3. El hecho de que $c_p > c_v$ para la fase gaseosa lleva también a la generalización de que en el mismo punto de un diagrama Ts las líneas de volumen constante tienen mayor pendiente que las de presión constante.

Los ejemplos siguientes ilustran el uso de las ecuaciones generalizadas de las capacidades térmicas específicas.

EJEMPLO 12.5

Determinése la variación de c_p con la presión manteniendo constante la temperatura para el gas estudiado en el Ejemplo 12.4, para el que $v = RT/P + b - a/RT$, con a y b constantes.

Solución

Datos. Un gas con la ecuación de estado: $v = RT/P + b - a/RT$.

Incógnitas. $(c_{p,2} - c_{p,1})_T$.

Modelo. Uso de las ecuaciones generalizadas de la capacidad térmica específica.

Análisis. La variación isoterma de c_p con la presión viene dada por la Ecuación [12.29], es decir, $(\partial c_p/\partial P)_T = -T(\partial^2 v/\partial T^2)_P$. La ecuación de estado es $v = RT/P + b - a/RT$, y en el Ejemplo 13.4 se ha obtenido que la primera derivada parcial es:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{R}{P} + \frac{a}{RT^2}$$

La derivada parcial segunda es, pues:

$$\left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2} \right)_P = -\frac{2a}{RT^3}$$

Por consiguiente:

$$(c_{p,2} - c_{p,1})_T = - \int_1^2 T \left(-\frac{2a}{RT^3} \right) dP = \frac{2a(P_2 - P_1)}{RT^2}$$

Comentario. Este ejemplo y el precedente ponen de manifiesto la importancia de una ecuación de estado PvT precisa cuando se evalúan los datos de propiedades a partir de relaciones teóricas.

La variación de las propiedades de sólidos y líquidos viene a menudo expresada en función del *coeficiente de expansión volumétrico* β y del *coeficiente de compresibilidad isoterma* K_T . Estas dos magnitudes se definen como:

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P$$

[12.33]

$$K_T = -\frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial P} \right)_T$$

[12.34]

La sustitución de estas dos ecuaciones en la Ecuación [12.32] lleva a:

$$c_p - c_v = \frac{vT\beta^2}{K_T}$$

[12.35]

Adviértase que de las ecuaciones que las definen, β viene expresada en unidades inversas de temperatura y K_T en unidades inversas de presión.

El uso de β y de K_T es muy útil en muchos cálculos, ya que sus valores a menudo pueden suponerse constantes durante el proceso dado. La variación lenta de estas dos propiedades con la temperatura se ilustra mediante los datos de la Tabla 12.1, que muestra los datos del cobre sólido y del agua líquida. Como un ejemplo, considérese la compresión isoterma de un sólido o de un líquido. La variación de la entropía viene dada, generalmente, por la Ecuación [12.23]. Para un proceso isoterma ésta se reduce a $ds_T = -(\partial v/\partial T)_P dP$. Si se sustituye la Ecuación [12.33] en esta expresión, se obtiene que:

$$ds_T = -v\beta dP$$

Tabla 12.1. β y K_T para el cobre y el agua líquida en función de la temperatura

(a) Cobre			(b) Agua		
<i>T</i> , K	$\beta \times 10^6$, K ⁻¹	$K_T \times 10^6$, bar ⁻¹	<i>T</i> , °C	$\beta \times 10^6$, K ⁻¹	$K_T \times 10^6$, bar ⁻¹
100	31,5	0,721	0	-68,1	50,89
150	41,0	0,733	10	87,9	47,81
200	45,6	0,748	20	206,6	45,90
250	48,0	0,762	30	303,1	44,77
300	49,2	0,776	40	385,4	44,24
500	54,2	0,837	50	457,8	44,18
800	60,7	0,922	60		44,50

Este resultado se integra fácilmente si se supone que v y β son constantes en el intervalo de presiones. Como resultado:

$$(s_2 - s_1)_T = -v\beta(P_2 - P_1) \quad [12.36a]$$

Además, si la compresión isoterma es reversible, entonces el calor transferido durante el proceso se obtiene a partir de $q = T \Delta s$. Otro ejemplo es el trabajo de la compresión isoterma. Reordenando la Ecuación [12.34] se llega a:

$$dv_T = -K_T v dP$$

Al sustituir esta ecuación en la integral de $-P dv$, el trabajo de la compresión isoterma resulta:

$$w_T = - \int_1^2 P dv = \int_1^2 v K_T P dP$$

Además de v , el coeficiente K_T es prácticamente constante para líquidos y sólidos en un intervalo amplio de presiones a una temperatura dada. Si se designa el volumen específico con su valor inicial v_1 , la integración de la ecuación anterior da:

$$w_T = \frac{v_1 K_T}{2} (P_2^2 - P_1^2) \quad [12.36b]$$

Esta ecuación proporciona los medios para estimar con suficiente precisión el trabajo requerido para comprimir un sólido o un líquido manteniendo constante la temperatura.

EJEMPLO 12.6

El volumen específico del cobre a 500 K es 7,115 cm³/mol. En la Tabla 12.1 vienen dados otros datos.

- (a) Determinése el valor de $\bar{c}_p - \bar{c}_v$ en J/mol · K.
 (b) Si el valor de \bar{c}_p a esa temperatura es 26,15 J/mol · K, ¿qué error, en porcentaje, se cometería si se supusiera que $\bar{c}_p = \bar{c}_v$?

Solución

Datos. Cobre sólido a 500 K con $\bar{v} = 7,115$ cm³/mol.

Incógnitas. (a) $\bar{c}_p - \bar{c}_v$, (b) porcentaje de error en \bar{c}_v si $\bar{c}_p = \bar{c}_v$.

Modelo. Relaciones generalizadas de las capacidades térmicas específicas.

Análisis. (a) La diferencia entre \bar{c}_p y \bar{c}_v se obtiene directamente sustituyendo los valores apropiados en la Ecuación [12.35]. Por tanto:

$$\bar{c}_p - \bar{c}_v = \frac{\bar{v} T \beta^2}{K_T} = \frac{7,115(500)(54,2 \times 10^{-6})^2 \text{ N} \cdot \text{cm}}{0,837 \times 10^{-7} \text{ mol} \cdot \text{K}} \times \frac{\text{m}}{10^2 \text{ cm}} = 1,249 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$$

(b) Si $\bar{c}_p = 26,15$ J/mol · K, entonces $\bar{c}_v = 26,15 - 1,25 = 24,90$ J/mol · K. Por tanto, el porcentaje de error si se supone que $\bar{c}_v = \bar{c}_p$ es 1,249/24,90 = 0,05, esto es, el 5 por 100. A la vista de este resultado, se ha de tener especial cuidado en no suponer que para materiales sólidos \bar{c}_p y \bar{c}_v son iguales si la temperatura es suficientemente elevada.

12.5. PRESIÓN DE VAPOR Y ECUACIÓN DE CLAPEYRON

A partir de consideraciones teóricas se va a desarrollar ahora la dependencia de la presión de vapor con la temperatura de saturación. La relación generalizada que resulta es válida también para transiciones de fase sólido-gas y sólido-líquido. Se comienza calculando la variación de entropía durante una transición de fase. Esta variación de entropía en función de las variables v y T ya se ha presentado en la Ecuación [12.20], es decir:

$$ds = \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v dT + \left(\frac{\partial s}{\partial v} \right)_T dv \quad [12.20]$$

Sin embargo, la temperatura es constante en cualquier proceso que incluya una transición de fase. Por tanto, el término dT de la Ecuación [12.20] es nulo. Además, la relación de Maxwell dada por la Ecuación [12.16] muestra que $(\partial s / \partial v)_T = (\partial P / \partial T)_v$. Así pues, para una transición de fase la Ecuación [12.20] queda:

$$ds = \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv \quad \text{o} \quad \Delta s = \int \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv$$

El término $(\partial P / \partial T)_v$ es la pendiente de la curva de saturación en un estado determinado, como se muestra en la Figura 12.5. Durante el cambio de fase esta magnitud es independiente del volumen. Por consiguiente, la derivada parcial puede escribirse como una derivada total $(dP/dT)_{\text{sat}}$, y puede salir de la integral durante la integración de la ecuación anterior. La integración da:

$$s_2 - s_1 = \left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}} (v_2 - v_1) \quad [12.37]$$

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}} = \frac{s_2 - s_1}{v_2 - v_1}$$

donde los subíndices 1 y 2 representan fases en saturación en el proceso. Por ejemplo, pueden representar las fases de vapor saturado y líquido saturado durante un proceso de vaporización. Durante el cambio de fase puede escribirse una forma alternativa de la Ecuación [12.37] en función de la variación de entalpía. La Ecuación [12.7] establece que:

$$dh = T ds + v dP \quad [12.7]$$

Durante un cambio de fase, dP es nula y T permanece constante. Por tanto, $ds = dh/T$ y $s_2 - s_1 = (h_2 - h_1)/T$. La Ecuación [12.37] se convierte entonces en:

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}} = \frac{h_2 - h_1}{T(v_2 - v_1)} = \frac{\Delta h}{T \Delta v} \quad [12.38a]$$

La Ecuación [12.38a] se llama **ecuación de Clapeyron**. Δh y Δv son las variaciones de entalpía y volumen específico entre dos estados de saturación a una presión o temperatura dada. Para el cambio de fase líquido-vapor, esta ecuación se escribe como:

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}} = \frac{h_{fg}}{T v_{fg}} \quad [12.38b]$$

Esta ecuación permite evaluar h_{fg} a partir exclusivamente de datos PvT , esto es, a partir de la pendiente de la curva de saturación en un diagrama PT y v_f y v_g a una temperatura dada.

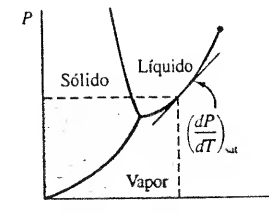


Figura 12.5. Ilustración de la pendiente de la curva de saturación líquido-vapor.

EJEMPLO 12.7

Estímese la entalpía de vaporización del agua a 200 °C, utilizando los datos PvT de la Tabla A.12.

Solución

Datos. Una mezcla húmeda de agua a 200 °C.

Incógnitas. h_{fg} en kJ/kg.

Modelo. Ecuación de Clapeyron.

Análisis. De acuerdo con la Ecuación [12.38b]:

$$h_{fg} = T \Delta v \left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}}$$

En la región de interés, el valor de dP/dT puede aproximarse, con una precisión razonable, mediante $\Delta P/\Delta T$. Los datos de saturación en un intervalo de temperatura de 20 °C centrado en 200 °C son los siguientes: a 190 °C la presión de saturación es 12,54 bar y a 210 °C la presión es 19,06 bar. Por tanto:

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)_{\text{sat}} \approx \left(\frac{\Delta P}{\Delta T} \right)_{\text{sat}} = \frac{(19,06 - 12,54) \text{ bar}}{(210 - 190) ^\circ\text{C}} = 0,326 \text{ bar/K}$$

La variación del volumen v_{fg} a 200 °C es 0,1262 m³/kg. La sustitución de estos valores en la ecuación de Clapeyron proporciona:

$$h_{fg} = 473(0,1262)(0,326)(100) = 1.946 \text{ kJ/kg}$$

donde el factor 100 convierte las unidades m³ · bar a kJ.

Comentarios.

1. La tabla A.12 da como valor de h_{fg} 1.941 kJ/kg. Con este método se tiene un error del orden de 0,26 por 100.
2. La pendiente de la línea de saturación podría obtenerse también mediante un ajuste de una curva polinómica de los datos de saturación en las proximidades de 200 °C. La derivada de esa curva daría un valor mejorado para $(dP/dT)_{\text{sat}}$.
3. La entropía de vaporización puede obtenerse a partir de la relación $s_{fg} = h_{fg}/T$.

La Ecuación [12.38] puede modificarse aún más para los cambios de fase líquido-vapor y sólido-vapor introduciendo algunas aproximaciones. A efectos de análisis sólo se considerará el primero de estos cambios; sin embargo, los resultados son igualmente aplicables a los cambios de fase sólido-vapor. Para la transición de fase líquido-vapor a presiones relativamente bajas, el valor de v_g es bastante mayor que el de v_f . Así, una buena aproximación es reemplazar v_{fg} por v_g en las ecuaciones anteriores. También, a bajas presiones, la relación PvT para el vapor se aproxima a la del gas ideal; esto es, $v_g = RT/P$. Realizando estas dos aproximaciones sucesivamente en la Ecuación [12.38a], se obtiene que:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{Ph_{fg}}{RT^2}$$

o

$$\frac{dP}{P} = \frac{h_{fg} dT}{RT^2} \quad [12.39]$$

La Ecuación [12.39] con frecuencia se llama *ecuación de Clausius-Clapeyron*. La integración de esta ecuación depende de la variación de h_{fg} con la temperatura. Si se eligen variaciones pequeñas de la presión (o de la temperatura) de modo que

la variación de h_{fg} en el intervalo de integración sea pequeña, entonces la integración resulta:

$$\ln P = -\frac{h_{fg}}{R} \left(\frac{1}{T} \right) + C \quad [12.40]$$

donde C es una constante de integración. Esta ecuación indica que la presión de vapor de un líquido es una función muy próxima a una exponencial de la temperatura de saturación. La forma general de la ecuación es también válida para los datos de saturación por debajo del punto triple en la región de sublimación.

Recuérdese que la Ecuación [12.40] es únicamente una aproximación. Una expresión analítica más precisa para la variación de la presión de saturación con la temperatura requiere que se añadan términos adicionales. Por ejemplo, una aproximación mejor puede venir dada por una ecuación de la forma:

$$\ln P_{\text{sat}} = A + \frac{B}{T} + C \ln T + DT + ET^2 + \dots \quad [12.41]$$

Las constantes A , B , C , etc., se ajustan para obtener la mejor concordancia con los datos experimentales. Sin embargo, la sencilla forma exponencial dada por la Ecuación [12.40] da suficiente precisión en muchos casos.

Una ecuación como la Ecuación [12.41] es importante por la razón siguiente. Si la ecuación representa un ajuste preciso a los datos experimentales, entonces la derivada de la ecuación dará un valor preciso de dP/dT . Sustituyendo este valor en la ecuación de Clapeyron (Ec. [12.38]), se evaluará Δh de forma precisa en un cambio de fase líquido-vapor o sólido-vapor.

La relación dada por la Ecuación [12.38] es muy útil para demostrar otro aspecto: la pendiente de la curva de saturación en un diagrama PT depende, como se ve, de los signos de Δh y de Δv . En la mayoría de los casos, cuando se suministra calor a un sistema cerrado para efectuar un cambio de fase, el volumen también aumenta. Por tanto, dP/dT es por lo general positivo. Sin embargo, en el caso de la fusión del agua y otras pocas sustancias, el volumen disminuye. La pendiente de la curva de fusión en un diagrama de fases para estas pocas sustancias debe ser negativa. Esto fue señalado en el Capítulo 3 al analizar los diagramas de fases, pero ahora la ecuación de Clapeyron justifica teóricamente lo que era una observación empírica. La temperatura de congelación de cualquier sustancia que se expansiona al congelar disminuye al incrementar la presión.

La presión de saturación y la entalpía de vaporización del refrigerante 134a a 20 °C se ha encontrado que es 5,716 bar y 181,09 kJ/kg respectivamente. Sin otros datos experimentales, estímse la presión de saturación a 0 °C.

Solución

Datos. Refrigerante 134a a 20 °C con $P_{\text{sat}} = 5,716$ bar y $h_{fg} = 181,09$ kJ/kg.

Incógnitas: P_{sat} a 0 °C.

Modelo. Ecuación de Clausius-Clapeyron, h_{fg} constante.

Análisis. Si el valor de h_{fg} se supone constante, la integración de la Ecuación [12.39] entre los estados 1 y 2 proporciona:

$$\ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{h_{fg}(T_2 - T_1)}{RT_1 T_2}$$

EJEMPLO 12.8

Aunque hubiera sido mejor utilizar un valor medio para h_{fs} entre las temperaturas de interés, se debe utilizar el correspondiente a la temperatura T_1 por falta de otra información. Sustituyendo los valores se obtiene que:

$$\ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{181,09(102,03)(0 - 20)}{8,314(293)(273)} = -0,556$$

Por tanto:

$$P_2/P_1 = 0,574 \quad \text{y} \quad P_2 = 0,574(5,716) = 3,28 \text{ bar}$$

Comentario. El valor de las tablas que se basa en métodos más precisos de evaluación da para la presión de saturación a 0 °C un valor de 2,93 bar. Aunque el valor estimado es un 12 por 100 superior, es una buena aproximación en ausencia de datos experimentales, ya que h_{fs} varía en un 5 por 100 en el intervalo de temperaturas dado.

12.6. COEFICIENTE DE JOULE-THOMSON

El estrangulamiento adiabático de un fluido en cualquier tipo de restricción de la corriente se ha tratado en el Apartado 5.6.3. En la Figura 12.6a se muestra un esquema de la instalación. El efecto de la restricción es una caída significativa de la presión. En estos procesos el trabajo es nulo y las variaciones de las energías cinética y potencial se consideran despreciables. Como resultado, la ecuación de la energía en régimen estacionario se reduce a:

$$h_1 = h_2$$

El proceso de estrangulamiento tiene bastantes e importantes aplicaciones en la ciencia y en la ingeniería.

Uno de los efectos importantes del proceso de estrangulamiento es la variación de temperatura que acompaña a la caída de presión. Es un hecho experimental el que el estrangulamiento de un fluido lleva a una temperatura final que puede ser mayor o menor que la inicial, dependiendo de los valores de P_1 , T_1 y P_2 . La medida matemática de este efecto viene dada por el **coeficiente de Joule-Thomson**, que se define como:

$$\mu_{JT} = \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h \quad [12.42]$$

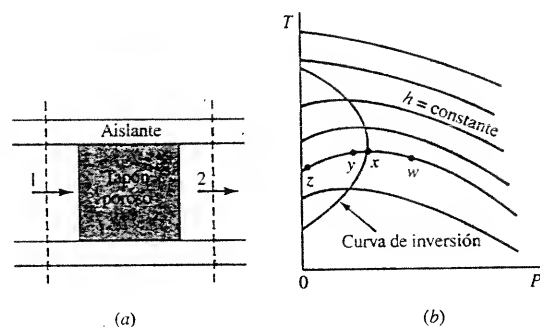


Figura 12.6. (a) Instalación para el experimento de Joule-Thomson. (b) Representación gráfica de los datos resultantes de medidas características de procesos de estrangulamiento.

El coeficiente de Joule-Thomson (JT) puede determinarse fácilmente en diversos estados mediante la representación gráfica de los datos experimentales en forma de una familia de curvas de entalpía constante en un diagrama TP . Para obtener esta representación gráfica, se fijan los valores de P_1 y T_1 aguas arriba de la restricción, y se varía experimentalmente la presión P_2 aguas abajo. Para cada valor de P_2 se mide la temperatura T_2 aguas abajo. Tras pasar por el estrangulamiento, el estado de cada medida realizada aguas abajo tiene la misma entalpía que la del estado inicial aguas arriba. Después de un número suficiente de medidas realizadas aguas abajo para un estado dado aguas arriba se puede dibujar una línea de entalpía constante en un diagrama TP . Después se modifica o bien la presión inicial o bien la temperatura, y se repite el procedimiento de medida para el nuevo valor de la entalpía. De esta forma se puede obtener una familia completa de curvas de entalpía constante en un diagrama TP . Un resultado característico se muestra en la Figura 12.6b. La pendiente de una curva de entalpía constante en un estado dado es una medida del coeficiente de Joule-Thomson en ese estado, esto es, una medida de $(\partial T/\partial P)_h$.

La figura 12.6b muestra que varias líneas de entalpía constante tienen un estado de temperatura máxima. La línea mostrada en la figura que pasa por esos estados de máxima temperatura se llama *curva de inversión*, y el valor de la temperatura de ese estado es la *temperatura de inversión*. Una línea de presión constante cortará a la curva de inversión en dos estados diferentes; por tanto, para una presión dada, se habla de temperaturas de inversión superior e inferior. Esta curva tiene un significado especial. En la parte de la derecha de la curva de inversión en un diagrama TP , el coeficiente de Joule-Thomson es negativo. Esto es, en esta región particular la temperatura aumentará al disminuir la presión en el dispositivo de estrangulamiento. Tiene lugar un efecto de calentamiento. Sin embargo, en la parte izquierda de la curva de inversión el coeficiente de Joule-Thomson es positivo, lo que significa que en esta región con las expansiones se originará un enfriamiento. Por tanto, en el estrangulamiento de un fluido, la temperatura final después de la restricción de la corriente puede ser mayor, igual o menor que la temperatura inicial, dependiendo, para un conjunto de condiciones iniciales, de la presión final. Por ejemplo, en la Figura 12.6b se señala un estado inicial característico w. Una expansión hasta la curva de inversión (punto x) origina un calentamiento del fluido. Si está permitida una expansión mayor hasta el punto y, tendrá lugar un enfriamiento, pero éste no será suficiente para bajar la temperatura por debajo de la del estado inicial. Sin embargo, si es posible con la expansión alcanzar el punto z, tendrá lugar un enfriamiento suficiente como para llevar la temperatura final a un valor más bajo que la del estado inicial.

Téngase en cuenta también que para algunos estados iniciales no es posible un proceso de enfriamiento. Para todas las sustancias, la parte superior de la curva de inversión pasa por la presión cero a temperatura finita. Por tanto, algunas líneas de entalpía constante para temperaturas altas no cortan nunca a la curva de inversión, como se ve en la Figura 12.6b. En estas líneas de entalpía constante el coeficiente de Joule-Thomson es siempre negativo en todo el intervalo de presiones. Ejemplos de esto son el hidrógeno y el helio, que tienen coeficientes negativos a temperaturas ordinarias y presiones bajas. Por tanto, para estos dos gases habrá que bajar artificial y considerablemente la temperatura antes de que pueda utilizarse el efecto del estrangulamiento para un enfriamiento adicional. No obstante, para muchas sustancias el coeficiente de Joule-Thomson es negativo a temperaturas usuales y presiones altas, y se hace positivo a presiones bajas. Para una caída de presión dada el máximo efecto de enfriamiento se alcanza sólo si el estado inicial se halla sobre la curva de inversión. Si el estado inicial se encuentra en la parte derecha de la curva de inversión, parte de la expansión originará un calentamiento, que es el efecto contrario al deseado.

La importancia del coeficiente de Joule-Thomson es múltiple. En primer lugar, pueden relacionarse o evaluarse otras propiedades intrínsecas a partir de me-

didadas de ese coeficiente. Entre éstas se incluyen, por ejemplo, los volúmenes específicos, las capacidades térmicas específicas y las entalpías. En segundo lugar, el resultado del estrangulamiento en muchas situaciones es una disminución de la temperatura del fluido. Así, pueden alcanzarse bajas temperaturas con un dispositivo que no contiene partes móviles. De hecho, bajo ciertas condiciones, es posible que durante un proceso de estrangulamiento uno o más de los componentes de la corriente gaseosa pueda pasar a la fase líquida. Esta licuación proporciona los medios para separar los componentes de un mezcla de gases. También es posible mediante el estrangulamiento la solidificación de un gas, como el dióxido de carbono.

Es útil examinar el coeficiente de Joule-Thomson en forma de ecuación generalizada, esto es, su relación con las variables P , v , T y las capacidades térmicas específicas. Esto se obtiene con facilidad recordando la ecuación generalizada de la entalpía, es decir:

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

[12.25]

Diferenciando esta ecuación con respecto a la presión manteniendo constante la entalpía, se obtiene el resultado siguiente:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h = \frac{1}{c_p} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P - v \right] = \mu_{JT}$$

[12.43]

Por tanto, el coeficiente de Joule-Thomson puede calcularse a partir del conocimiento de la relación PvT del fluido y de la capacidad térmica específica a presión constante en ese estado. En la práctica, se puede utilizar el coeficiente de Joule-Thomson, que es fácilmente mensurable, para evaluar la capacidad térmica específica a presiones elevadas. Si esta relación generalizada se aplica a un gas ideal se obtiene un resultado interesante. Dado que para un gas ideal $(\partial v/\partial T)_P$ es simplemente R/P , se obtiene que:

$$\mu_{JT, \text{ gas ideal}} = \frac{1}{c_p} \left(\frac{RT}{P} - v \right) = 0$$

Por tanto, un gas ideal no experimenta ninguna variación en su temperatura en el estrangulamiento. Esto no debe resultar sorprendente, ya que en el Capítulo 4 ya fue resaltado que la entalpía de un gas ideal era función exclusivamente de la temperatura. Si las entalpías inicial y final de un fluido son por definición iguales en un proceso de estrangulamiento, un gas ideal en estas condiciones debe tener también las mismas temperaturas inicial y final.

EJEMPLO 12.9

Estímese el valor del coeficiente de Joule-Thomson, en °C/bar, del vapor de agua a 360 °C y 30 bar con los datos del vapor sobrecalentado.

Solución

Datos. Vapor de agua a 360 °C y 30 bar.

Incógnitas. μ_{JT} en °C/bar.

Modelo. $\mu_{JT} = (\partial T/\partial P)_h$.

Análisis. Para estimar el coeficiente de Joule-Thomson a partir de los datos del vapor sobrecalentado, se escribe la definición de μ_{JT} en forma de incrementos:

$$\mu_{JT} \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h \approx \left(\frac{\Delta T}{\Delta P} \right)_h$$

El valor de h en el estado dado es 3.138,7 kJ/kg. Como se muestra en la Figura 12.7, para evaluar $(\Delta T/\Delta P)_h$ se eligen las presiones de 20 y 40 bar. Las temperaturas a esas presiones se obtienen interpolando linealmente en la tabla de vapor sobrecalentado. Así:

A $P = 20$ bar y $h = 3.138,7$ kJ/kg: $T = 350,8$ °C

A $P = 40$ bar y $h = 3.138,7$ kJ/kg: $T = 368,9$ °C

Así pues, a 30 bar y 360 °C:

$$\mu_{JT} \approx \frac{(368,9 - 350,8) \text{ °C}}{(40 - 20) \text{ bar}} = 0,906 \text{ °C/bar}$$

Dado que el coeficiente es positivo, la temperatura disminuirá al disminuir la presión en el proceso de estrangulamiento.

Comentario. El coeficiente de Joule-Thomson podría haberse obtenido también a partir de la Ecuación [12.43]. Esto hubiera requerido que para obtener $(\partial T/\partial P)_h$ se evaluase $(\partial v/\partial T)_P$. También se necesitaría información acerca de c_p , que podría haberse estimado a partir de $(\partial h/\partial T)_P$.

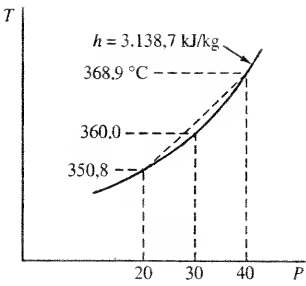


Figura 12.7. Representación gráfica en un diagrama TP para estimar el coeficiente de Joule-Thomson.

12.7. DIAGRAMAS TERMODINÁMICOS GENERALIZADOS

El principio de los estados correspondientes analizado en el Apartado 4.8 es extremadamente útil para predecir los valores de las propiedades distintas a P , v y T . Los valores de estas tres han sido relacionados previamente mediante el factor de compresibilidad Z y las propiedades reducidas P_r , v_r y T_r . El factor de compresibilidad y las coordenadas reducidas pueden utilizarse para evaluar propiedades como la entalpía, la entropía y la capacidad térmica específica a presión constante para gases a presiones elevadas. La utilidad del método proviene de que sólo se necesitan conocer la temperatura y presión críticas de cualquier sustancia. Las correlaciones para estas propiedades se presentan de nuevo en forma gráfica. En el método intervienen las ecuaciones generalizadas desarrolladas previamente en este capítulo.

12.7.1. DIAGRAMA GENERALIZADO DE ENTALPÍA

Recuérdese del Apartado 12.3 que la entalpía de una sustancia simple compresible puede evaluarse a partir de la ecuación generalizada:

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

[12.25]

El primer término del segundo miembro de esta ecuación no es difícil de evaluar, ya que requiere sólo el conocimiento de la variación de c_p con la temperatura a la presión deseada. Sin embargo, la variación de h con la presión no es tan sencilla, ya que se precisa conocer del comportamiento PvT de cada sustancia de interés. Dado que no existen datos detallados para muchas sustancias, deberá utilizarse un método más general.

La variación de entalpía a temperatura constante viene dada por:

$$dh_T = \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

Si se utiliza la relación de compresibilidad $Pv = ZRT$, se obtiene que:

$$dh_T = \left[\frac{ZRT}{P} - \frac{ZRT}{P} - \frac{RT^2}{P} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_P \right] dP = -\frac{RT^2}{P} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_P dP$$

Antes de integrar esta expresión se debe transformar a coordenadas reducidas, de modo que el resultado sea de validez general. Por definición, $T = T_c T_r$ y $P = P_c P_r$. Por tanto:

$$dT = T_c dT_r \quad y \quad dP = P_c dP_r$$

Sustituyendo estas expresiones en la ecuación de dh_r se obtiene:

$$dh_r = -\frac{RT_c^2 T_r^2}{P_c P_r} \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r} \right)_{P_r} P_c dP_r = -RT_c T_r^2 \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r} \right)_{P_r} d \ln P_r$$

E integrando a temperatura constante:

$$\frac{\Delta h_r}{RT_c} = - \int_i^f T_r^2 \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r} \right)_{P_r} d \ln P_r \quad [12.44]$$

donde los símbolos i y f señalan los límites de presión reducida inicial y final. Por comodidad, la entalpía se evalúa desde el estado de gas ideal al de gas real a la misma temperatura. El límite inferior del segundo miembro es, pues, presión cero, estado para el que P_r es igualmente cero. La entalpía de un gas ideal se indica mediante un asterisco, esto es, h^* . El límite superior es la entalpía h del gas real a una presión elevada P . Por tanto:

$$\frac{h^* - h}{RT_c} = \int_0^P T_r^2 \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r} \right)_{P_r} d \ln P_r \quad [12.45]$$

El valor de la integral se obtiene mediante integración gráfica, utilizando los datos del diagrama de compresibilidad generalizado. La integración da como resultado valores de la *función de desviación* $(h^* - h)/RT_c$ en función de P_r y T_r . El gráfico de estos datos se llama *diagrama generalizado de entalpía*, y en la Figura A.30 se muestra un diagrama característico. La utilización de este diagrama se ilustra en los ejemplos siguientes.

EJEMPLO 12.10

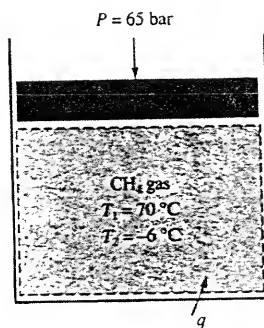


Figura 12.8. Esquema y datos del Ejemplo 12.10.

Se enfría metano gaseoso (CH_4) desde 70°C hasta -6°C en un sistema cerrado que se mantiene a 65 bar. La capacidad térmica específica a presión cero viene dada por $\bar{c}_{p,0} = 18,9 + 0,0555T$, donde T va expresada en kelvin y la capacidad térmica específica en $\text{kJ/kmol} \cdot \text{K}$. Calcúlese el calor transferido, en kJ/kg , (a) utilizando el diagrama generalizado (Figura A.30), y (b) suponiendo comportamiento de gas ideal.

Solución

Datos. Se enfría metano gaseoso en las condiciones mostradas en la Figura 12.8.

Incógnitas. q , en kJ/kg , utilizando (a) el diagrama generalizado, y (b) las relaciones de gas ideal.

Modelo. Sistema cerrado, presión constante, $\bar{c}_{p,0} = 18,9 + 0,0555T$.

Análisis. En la figura 12.9 se muestra en un diagrama Ts un esquema del proceso desde el estado 1 al estado 2. El camino real sigue una línea de presión constante. El balance de energía para un sistema cerrado es $q + w = \Delta u$. A presión constante $w = -P \Delta v$. Por tanto, la ecuación de la energía se reduce a:

$$q = \Delta u + P \Delta v = \Delta h$$

Sin embargo, la variación de entalpía $h_2 - h_1$ no puede obtenerse directamente del diagrama generalizado de entalpía, ya que el diagrama proporciona siempre la diferencia de entalpías entre el estado real y el estado de gas ideal a la misma temperatura. Por tanto, el esquema muestra también una línea de presión aproximadamente cero, que corresponde al estado de gas ideal. El diagrama generalizado de entalpía (Figura A.30) da la variación de

entalpía entre los estados 1 y 1^* o 2 y 2^* . Como la entalpía es una función de estado, el cambio en esta propiedad puede calcularse por el camino 1- 1^* -2*-2, así como por el camino directo 1-2. Por consiguiente:

$$q = \Delta h = h_2 - h_1 = (h_2^* - h_1) + (h_2^* - h_1^*) - (h_2^* - h_2)$$

Los términos primero y tercero del segundo miembro se obtienen del diagrama generalizado de entalpía, Figura A.30.

(a) Del enunciado del problema:

$$P_{r1} = \frac{65}{46,4} = 1,40 \quad P_{r2} = 1,40$$

$$T_{r1} = \frac{343}{191} = 1,80 \quad T_{r2} = \frac{267}{191} = 1,40$$

Con estos valores se obtiene del diagrama generalizado de entalpía que $(h^* - h)/RT_c$ en los estados 1 y 2 toma los valores de 0,38 y 0,8, respectivamente. Así:

$$h_1^* - h_1 = 0,38(8,314/16,04)(191) = 37,6 \text{ kJ/kg}$$

$$h_2^* - h_2 = 0,80(8,314/16,04)(191) = 79,2 \text{ kJ/kg}$$

El valor de $h_2^* - h_1^*$ se calcula integrando las capacidades térmicas específicas a presión cero, es decir,

$$h_2^* - h_1^* = \int_{343}^{267} \frac{(18,9 + 0,0555T)}{16,04} dT = \frac{-1,436 - 1,286}{16,04} = -169,7 \text{ kJ/kg}$$

Sustituyendo estos valores en el balance energético se obtiene:

$$q = (h_1^* - h_1) + (h_2^* - h_1^*) - (h_2^* - h_2) = 37,6 + (-169,7) - 79,2 = -211,3 \text{ kJ/kg}$$

(b) Si se desprecia el efecto de la presión, la variación de entalpía en el proceso es la misma que la de un gas ideal, esto es:

$$q = h_2^* - h_1^*$$

Ya se ha obtenido que este valor es $-169,7 \text{ kJ/kg}$. Así, resulta un error del 20 por 100 si se desprecia el efecto de la presión en la variación de la entalpía.

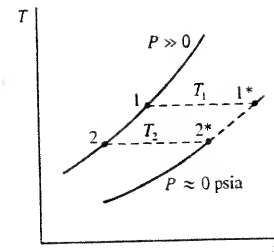


Figura 12.9. Proceso del Ejemplo 12.10 en un diagrama Ts .

12.7.2. DIAGRAMA GENERALIZADO DE ENTROPÍA

En muchos procesos, incluyendo aquellos con transferencia de calor, es importante disponer de un diagrama generalizado de entropía, así como del de entalpía. El diagrama de entropía se basa en la ecuación generalizada para la variación de entropía de una sustancia simple compresible, es decir:

$$ds = \frac{c_p dT}{T} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP \quad [12.23]$$

Como en el caso de la función entalpía, se señala que el primer término del segundo miembro exige sólo datos de la capacidad térmica específica de la sustancia a la presión requerida. El término de la Ecuación [12.23] que en algunos casos es difícil de evaluar es el segundo, simplemente porque no se disponen de datos PvT suficientes para las sustancias de interés. Por tanto, en estos casos es necesario una aproximación generalizada. Siguiendo el procedimiento anterior para la función entalpía, se integra la Ecuación [12.23] desde una presión prácticamente nula hasta la presión deseada manteniendo constante la temperatura. Matemáticamente esto se expresa mediante:

$$(s_P - s_0^*)_T = - \int_0^P \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP \quad [12.46]$$

Normalmente, el paso siguiente sería introducir en esta expresión la definición del factor de compresibilidad y de la presión y temperatura reducidas. Sin embargo, no puede utilizarse directamente la Ecuación [12.46] debido a que la entropía del gas ideal en el estado de presión cero tiene un valor infinito. Este dilema se obvia de la siguiente manera: se aplica la Ecuación [12.23] a un cambio isoterma entre la presión cero y la presión dada P , pero suponiendo que el gas se comporta como un gas ideal en todo instante. Como para un gas ideal $(\partial v/\partial T)_P = R/P$, entonces:

$$(s_P^* - s_0^*)_T = - \int_0^P \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP = -R \int_0^P \frac{dP}{P} \quad [12.47]$$

El estado representado por s_P^* es un estado ficticio, ya que el gas ideal existe sólo a presión cero. Sin embargo, se puede asignar aún valores a este estado incluso aunque éste no exista. Si ahora se resta la Ecuación [12.46] de la Ecuación [12.47], se obtiene:

$$(s_P^* - s_P)_T = - \int_0^P \left[\frac{R}{P} - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP \quad [12.48]$$

De la definición de factor de compresibilidad, $Z = Pv/RT$:

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P = \frac{RZ}{P} + \frac{RT}{P} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_P$$

La utilización de esta ecuación permite que la Ecuación [12.48] se escriba en la forma:

$$(s_P^* - s_P)_T = -R \int_0^P \left[\frac{1-Z}{P} - \frac{T}{P} \left(\frac{\partial Z}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

Este último resultado puede ahora expresarse en función de propiedades reducidas como:

$$(s_P^* - s_P)_T = -R \int_0^{P_r} \frac{1-Z}{P_r} dP_r + RT_r \int_0^{P_r} \left(\frac{\partial Z}{\partial T_r} \right)_{P_r} \frac{dP_r}{P_r}$$

Al comparar el último término de esta ecuación con la Ecuación [12.45], se halla que este término puede escribirse como una función de $h^* - h$. El resultado final es:

$$\frac{(s_P^* - s_P)_T}{R} = \frac{h^* - h}{RT_r T_c} - \int_0^{P_r} (1-Z) \frac{dP_r}{P_r} \quad [12.49]$$

El valor del primer término del segundo miembro se puede obtener mediante el diagrama generalizado de entalpía. El último término del segundo miembro puede evaluarse mediante una integración gráfica de los datos del factor de compresibilidad. La Ecuación [12.49] permite evaluar la desviación del valor de la entropía respecto al correspondiente al del gas ideal a las mismas presión y temperatura. En la Figura A.31 se muestra, en forma de diagrama generalizado de entropía, una representación gráfica de la **función de desviación** $(s_P^* - s_P)_T/R$ frente a la presión y temperatura reducidas.

La función de desviación que se presenta en forma de gráfico en la Figura A.31 se utiliza de la manera siguiente. Como la entropía es una propiedad, su variación es independiente del camino elegido para evaluarla. Así, entre dos estados del gas real se puede escribir:

$$s_2 - s_1 = (s_{P_1}^* - s_{P_1})_{T_1} + (s_2^* - s_1^*) - (s_{P_2}^* - s_{P_2})_{T_2} \quad [12.50]$$

Los términos primero y tercero del segundo miembro se obtienen del diagrama generalizado de entropía para los estados inicial y final. El otro término es simplemente la variación de entropía de un gas ideal entre los estados inicial y final. Pero este último término viene dado por:

$$s_2^* - s_1^* = c_{p,m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [12.51]$$

o

$$s_2^* - s_1^* = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} \quad [12.52]$$

La sustitución de la Ecuación [12.52] en la Ecuación [12.50], por ejemplo, muestra que:

$$s_2 - s_1 = (s_{P_1}^* - s_{P_1})_{T_1} + s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} - (s_{P_2}^* - s_{P_2})_{T_2} \quad [12.53]$$

Evidentemente, la Ecuación [12.51] puede utilizarse en lugar de la Ecuación [12.52] cuando se desarrolla la Ecuación [12.53]. Además de la evaluación de las variaciones de entropía para gases reales, la Ecuación [12.53] es también útil para la evaluación de los procesos isoentrópicos de estos gases.

Se comprime dióxido de carbono reversible y adiabáticamente desde 1 bar y 220 K hasta 40 bar en un proceso en régimen estacionario. Determinese la temperatura final con la ayuda del diagrama generalizado de entropía si el gas a 1 bar es ideal.

EJEMPLO 12.11

Solución

Datos. Se comprime dióxido de carbono reversible y adiabáticamente en régimen estacionario, como se muestra en la Figura 12.10.

Incógnitas. T_2 , en kelvin.

Modelo. Corriente estacionaria, reversible y adiabática; diagrama generalizado de s .

Análisis. El proceso es reversible y adiabático y por tanto isoentrópico. Así, se busca el valor de T_2 , para el que $s_2 = s_1$. Cuando se utiliza la Ecuación [12.53], se encuentra que el primer término del segundo miembro es nulo, ya que el estado inicial corresponde al de gas ideal. Por consiguiente la ecuación, en base molar, se reduce a:

$$\bar{s}_1 - \bar{s}_2 = \bar{s}_1^0 - \bar{s}_2^0 + R_u \ln \frac{P_2}{P_1} + (\bar{s}_2^* - \bar{s}_2)_{\text{diag}} = 0$$

Los valores de s_2^0 y de la corrección del diagrama son desconocidos, ya que se desconoce la temperatura final. Así pues, la solución se obtiene por iteración. Se elige repetidamente una temperatura de prueba hasta que se verifique la ecuación.

Se dispone de los datos siguientes:

$$P_{r2} = \frac{40}{73,9} = 0,541 \quad \bar{s}_1^0 = 202,966 \text{ kJ/mol} \cdot \text{K}$$

$$R_u \ln \frac{P_2}{P_1} = 8,314 \ln 40 = 30,67 \text{ kJ/mol} \cdot \text{K}$$

Como primera prueba se supone que T_2 es 500 K. Con esto:

$$T_{r2} = \frac{500}{304} = 1,64 \quad \frac{s_2^* - s_2}{R_u} = 0,073 \quad \bar{s}_2^0 = 234,814 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

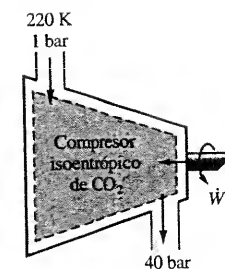


Figura 12.10. Esquema y datos del Ejemplo 12.11.

La sustitución de todos estos datos en la ecuación de $\bar{s}_1 - \bar{s}_2$ proporciona:

$$\bar{s}_1 - \bar{s}_2 = 202,97 - 234,81 + 30,67 + 0,073(8,314) = -0,56 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

La hipótesis de T_2 igual a 500 K da una variación total de entropía próxima a cero. Si se supone ahora que T_2 vale 490 K, se obtiene que:

$$\bar{s}_1 - \bar{s}_2 = 202,97 - 233,92 + 30,67 + 0,078(8,314) = 0,37 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$$

La primera temperatura supuesta lleva a un valor negativo de Δs pequeño, mientras que la segunda evaluación lo hace a un valor positivo pequeño. Por tanto, la mejor aproximación a la temperatura final cae entre 490 y 500 K, y lo más probable es que sea 494 K.

Aunque aquí sólo se han presentado dos diagramas generalizados, evidentemente pueden idearse otros muchos una vez que se disponga de la ecuación generalizada para una propiedad en función de las variables P y T . Por ejemplo, se dispone de un diagrama generalizado que permite estimar los valores de c_p a presiones altas. También resulta muy útil un diagrama generalizado de una propiedad llamada fugacidad. En ausencia de datos abundantes de PvT para una sustancia, los diagramas generalizados son herramientas potentes para predecir las propiedades de un fluido —gas o líquido.

12.7.3. DIAGRAMAS GENERALIZADOS APLICADOS A MEZCLAS DE GASES

La energía interna, entalpía y entropía de una mezcla de gases ideales se han determinado en el Capítulo 10 sumando la contribución de cada uno de los componentes individualmente. Esto es, por unidad de sustancia:

$$u_m = \sum y_i u_i \quad h_m = \sum y_i h_i \quad s_m = \sum y_i s_i$$

La misma regla de suma puede aplicarse a mezclas de gases reales, con algunas salvedades. En primer lugar, las propiedades u_i , h_i y s_i de cada componente deben evaluarse a la presión y temperatura de la mezcla, y no a las presiones de los componentes. Si el volumen y temperatura de la mezcla son datos conocidos, debe utilizarse primero la ley de Dalton de las presiones aditivas (véase la Ec. [12.12]) para obtener la presión aproximada de la mezcla. En segundo lugar, esta regla de suma proporciona resultados *aproximados* para u_m , h_m y s_m , de manera análoga a cuando se aplica la regla de Dalton o de Amagat a mezclas reales para datos PvT .

Los valores de u_i , h_i y s_i se determinan a partir de las relaciones generalizadas de propiedades desarrolladas en el Apartado 12.3. De forma alternativa, pueden utilizarse los datos de los diagramas generalizados. En este caso la presión reducida P_i de cada componente debe evaluarse con la presión de la *mezcla*. El ejemplo que sigue a continuación ilustra el uso del diagrama generalizado de entalpía para una mezcla de gases reales.

EJEMPLO 12.12

Una mezcla al 70 por 100 de metano y 30 por 100 de nitrógeno, en moles, se comprime reversiblemente y de manera isoterma en un proceso estacionario desde 10 bar hasta 100 bar a 250 K. Calcúlese la variación de entalpía en kJ/kmol de la mezcla utilizando (a) el diagrama generalizado de h , y (b) datos tabulados de h .

Solución

Datos. Una mezcla al 70 por 100 de metano y 30 por 100 de nitrógeno en moles que se comprime reversiblemente y de manera isoterma, como se muestra en la Figura 12.11.

Incógnitas. $\Delta \bar{h}$, en kJ/kmol, mediante (a) el diagrama generalizado de h , y (b) datos de tablas.

Modelo. Corriente estacionaria, reversible e isoterma.

Análisis. La variación de entalpía, por unidad de cantidad de sustancia de mezcla, viene dada por:

$$\Delta \bar{h}_m = \sum y_i (\bar{h}_{i,2} - \bar{h}_{i,1})$$

La evaluación de \bar{h}_i depende de la fuente elegida.

(a) Para utilizar el diagrama generalizado de entalpía deben calcularse las propiedades reducidas. Éstas son:

Metano: $T_{r1} = T_{r2} = \frac{T_1}{T_c} = \frac{250}{190,7} = 1,31 \quad P_{r1} = \frac{P_1}{P_c} = \frac{10}{46,4} = 0,22$

$$P_{r2} = P_2/P_c = \frac{100}{46,4} = 2,2$$

Nitrógeno: $T_{r1} = T_{r2} = \frac{T_1}{T_c} = \frac{250}{126,2} = 2,0 \quad P_{r1} = \frac{P_1}{P_c} = \frac{10}{33,9} = 0,30$

$$P_{r2} = \frac{P_2}{P_c} = \frac{100}{33,9} = 3,0$$

De la Figura A.30 se obtienen los valores aproximados siguientes:

Metano: $\frac{h_1^* - h_1}{RT_c} = 0,12 \quad \frac{h_2^* - h_2}{RT_c} = 1,65$

Nitrógeno: $\frac{h_1^* - h_1}{RT_c} = 0,03 \quad \frac{h_2^* - h_2}{RT_c} = 0,48$

Utilizando el diagrama generalizado de h :

$$(h_2 - h_1)_i = RT_{c,i} \left[\frac{(h_1^* - h_1)}{RT_c} - \frac{(h_2^* - h_2)}{RT_c} \right]_i + (h_2^* - h_1^*)_i$$

El último término del segundo miembro representa la variación de entalpía de un gas ideal. En este ejemplo este término es nulo, ya que el proceso es isoterma. Por tanto, para el metano, por unidad de cantidad de sustancia:

$$(\bar{h}_2 - \bar{h}_1)_{\text{CH}_4} = 8,314(190,7)(0,12 - 1,65) = -2,425 \text{ kJ/kmol}$$

Asimismo, para el nitrógeno:

$$(\bar{h}_2 - \bar{h}_1)_{\text{N}_2} = 8,314(126,2)(0,03 - 0,48) = -472 \text{ kJ/kmol}$$

La variación de entalpía por mol de mezcla es:

$$\Delta \bar{h}_m = \sum y_i (\bar{h}_{i,2} - \bar{h}_{i,1}) = 0,70(-2,425) + 0,30(-472) = -1,840 \text{ kJ/kmol}$$

(b) Los datos tabulados de vapor sobrecalentado del metano, tomados de la literatura, son $h_1 = 1.077,9 \text{ kJ/kg}$ y $h_2 = 928,5 \text{ kJ/kg}$. Los datos del nitrógeno, tomados de la Tabla A.20 del Apéndice, son $h_1 = 356,3 \text{ kJ/kg}$ y $h_2 = 330,4 \text{ kJ/kg}$. Estos datos se han determinado mediante el empleo de una ecuación PvT precisa en la ecuación generalizada de la entalpía. En este caso la variación de la entalpía resulta:

$$\Delta \bar{h}_m = \sum y_i \Delta \bar{h}_i = 0,7(928,5 - 1.077,9)(16,04) + 0,3(330,3 - 356,3)(28,01) = -1,895 \text{ kJ/kmol}$$

donde se ha hecho uso de las masas molares de 16,04 y 28,01 kg/kmol para cambiar las unidades. Estos resultados para $\Delta \bar{h}_m$ difieren aproximadamente en un 3 por 100.

Comentarios.

- 1. Un modelo de gas ideal habría dado cero por respuesta.
- 2. Los resultados obtenidos con los dos métodos concuerdan. Sin embargo, si se aproximan a la realidad depende de la precisión de la regla de la mezcla en el intervalo de temperatura y presión.

Análisis molar de la mezcla de gases

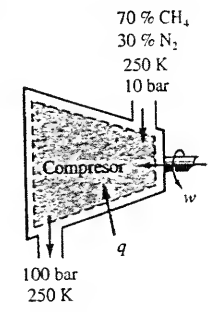


Figura 12.11. Esquema y datos del Ejemplo 12.12.

12.8. ELABORACIÓN DE LAS TABLAS DE PROPIEDADES

Las tablas de saturación y de vapor sobrecalentado han aparecido por primera vez en el Capítulo 3. Con la información proporcionada en el presente capítulo, a continuación se presenta el método general para elaborar las tablas que contengan v , u , h y s en función de P y T . El método requiere tres conjuntos de datos experimentales que se representan analíticamente mediante las ecuaciones apropiadas. Estas tres ecuaciones son:

1. Una ecuación de estado PvT precisa para las regiones de saturación y de vapor sobrecalentado basada en datos experimentales (véase Capítulo 11).
2. Una ecuación para la presión de vapor semejante a la Ecuación [12.41], basada en datos experimentales de presión de vapor.
3. A partir de medidas experimentales se debe desarrollar una ecuación para los datos de $c_{p,0}$ de gas ideal en el intervalo deseado de temperaturas.

El primer punto de los anteriores permite la evaluación de los datos de v en estados elegidos.

Para ilustrar el método general, se asignan valores arbitrarios de h y s en un determinado estado de referencia. Estos valores de referencia pueden ser, por ejemplo, cero. Como aclaración, para el estado de referencia se elige el estado de líquido saturado a una temperatura determinada. Este estado de referencia viene señalado como estado 1 en el diagrama Ts de la Figura 12.12. Se pretende determinar con respecto a este estado los valores de las propiedades en los estados de saturación arbitrarios 2, 5 y 6 y de los estados de vapor sobrecalentado 3 y 4. Los valores en otros estados se pueden determinar de manera semejante.

Los datos de las propiedades en el estado 2 se obtienen a partir de la ecuación de Clapeyron. La diferenciación de la ecuación de la presión de vapor proporciona datos de $(dP/dT)_{\text{sat}}$. Sustituyendo esa magnitud en la ecuación de Clapeyron, escrita de la forma:

$$h_2 - h_1 = h_{fg} = -T(v_g - v_f)\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{sat}}$$

se obtiene un valor para h_2 . Los valores de v_f y v_g en los estados 1 y 2 se hallan a partir de la ecuación de estado. La entropía y la energía interna en el estado 2 se obtiene de:

$$s_2 = s_1 + \frac{h_{fg}}{T_1} \quad \text{y} \quad u_2 = u_1 + h_{fg} - P_1(v_2 - v_1)$$

El mismo tipo de cálculo proporcionaría a Δh , Δs , y Δu entre los estados 5 y 6.

El estado 3 está a la misma temperatura que el estado 2, pero a diferente presión. Los cálculos a temperatura constante de este tipo se realizan más fácilmente por medio del concepto de *función de desviación* analizada en el Apartado 12.7. Recuerdese que la función de desviación y^R se definió como:

$$y^R \equiv y^* - y$$

donde y es el valor deseado de y a (T, P) , e y^* es el valor de la propiedad que el fluido tendría a (T, P) si éste fuese gas ideal. Como las ecuaciones de estado suelen ser explícitas en la presión, se parte de la relación general de Helmholtz $da_T = -P dv$. Mediante una apropiada manipulación, esta ecuación lleva a la función residual de Helmholtz en la forma:

$$a^* - a = \int_{\infty}^v \left(P - \frac{RT}{v} \right) dv + RT \ln Z \quad [12.54]$$

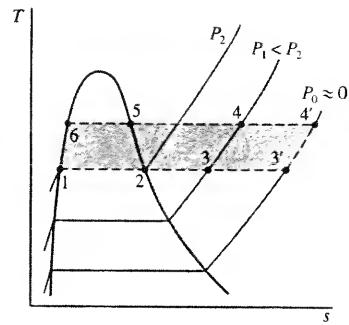


Figura 12.12. Diagrama Ts que ilustra la evaluación de los datos para las tablas de saturación y de vapor sobrecalentado.

Como $da = -P dv - s dT$, se tendrá que $s = -(\partial a / \partial T)_v$, o:

$$s^* - s = -\frac{\partial}{\partial T} (a^* - a)_v \quad [12.55]$$

La sustitución de la Ecuación [12.54] en la Ecuación [12.55] y la subsiguiente derivación lleva a:

$$s^* - s = -\int_{\infty}^v \left[\left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - \frac{R}{v} \right] dv - \ln Z \quad [12.56]$$

Reparando en que $h = a + Ts + Pv$, pueden utilizarse las Ecuaciones [12.54] y [12.56] para demostrar que:

$$h^* - h = -\int_{\infty}^v \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv + RT(1 - Z) \quad [12.57]$$

Finalmente, por definición $u^* - u = h^* - h - P^*v^* - Pv$. Por tanto:

$$u^* - u = h^* - h + RT(Z - 1) \quad [12.58]$$

Las Ecuaciones [12.56], [12.57] y [12.58], juntamente con la ecuación de estado PvT , permiten evaluar los valores residuales de s , h y u en un estado determinado. Para el cambio de estado en la región de vapor sobrecalentado, por ejemplo:

$$y_3 - y_2 = (y_2^* - y_2) - (y_3^* - y_3) + (y_3^* - y_2^*) \quad [12.59]$$

donde y es cualquier propiedad de interés. El tercer término del segundo miembro de la Ecuación [12.59] es la variación de la propiedad entre los dos estados dados si el gas fuese ideal. Recuerdese que para un gas ideal:

$$h_y^* - h_x^* = \int_x^y c_{p,0} dT \quad [12.60]$$

$$s_y - s_x = \int \frac{c_{p,0} dT}{T} - R \ln \frac{P_y}{P_x} \quad [12.61]$$

donde x y y son dos estados arbitrarios. Para determinar los valores de las propiedades en el estado 4, el cálculo debe realizarse por el camino 3-3'-4'-4 de la Figura 12.12. Esto es necesario dado que los datos de $c_{p,0}$ se conocen sólo a lo largo de la línea de presión P_0 , que es lo suficientemente baja como para que el gas se comporte como gas ideal. Esto es:

$$h_4 - h_3 = (h_3^* - h_3) - (h_4^* - h_4) + \int_3^4 c_{p,0} dT \quad [12.62]$$

$$s_4 - s_3 = (s_3^* - s_3) - (s_4^* - s_4) + \int_3^4 \frac{c_{p,0} dT}{T} - R \ln \frac{P_4}{P_3} \quad [12.63]$$

Una vez conocidos los datos del estado 4, los de los estados 5 y 6 se determinan mediante el proceso inverso al de los estados 1, 2 y 3. Así, mediante la serie de cálculos estudiados anteriormente, pueden evaluarse los valores de las propiedades en cualquier estado que se desee con relación a los valores de referencia para h y s .

12.9. RESUMEN

De acuerdo con los conceptos desarrollados a partir de las leyes primera y segunda, y con las definiciones de las funciones de Helmholtz a y de Gibbs g , se deducen cuatro relaciones importantes de propiedades entre propiedades de sustancias simples compresibles. Estas son:

$$du = T ds - P dv$$

$$dh = T ds + v dP$$

$$da = -P dv - s dT$$

$$dg = v dP - s dT$$

A partir de estas relaciones se han deducido las cuatro ecuaciones adicionales que se dan a continuación:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial v}\right)_s = -\left(\frac{\partial P}{\partial s}\right)_v \quad \left(\frac{\partial T}{\partial P}\right)_s = \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right)_P$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial T}\right)_v = \left(\frac{\partial s}{\partial v}\right)_T \quad \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P = -\left(\frac{\partial s}{\partial P}\right)_T$$

Este último conjunto de ecuaciones se conocen como *relaciones de Maxwell*.

Dos relaciones importantes de las capacidades térmicas específicas son:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_v = \frac{c_v}{T} \quad \text{y} \quad \left(\frac{\partial s}{\partial T}\right)_P = \frac{c_P}{T}$$

Cuando estas expresiones y las relaciones de Maxwell se sustituyen en las diferenciales totales de du , dh y ds se obtienen las siguientes relaciones generalizadas:

$$du = c_v dT + \left[T \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v - P \right] dv$$

$$dh = c_P dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P \right] dP$$

$$ds = \frac{c_v}{T} dT + \left(\frac{\partial P}{\partial T} \right)_v dv = \frac{c_P}{T} dT - \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P dP$$

Son *relaciones generalizadas*, ya que no están restringidas a ninguna sustancia particular ni a ninguna fase concreta. Están, sin embargo, restringidas a sustancias simples compresibles. Las relaciones generalizadas para c_P y c_v son las siguientes:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 P}{\partial T^2}\right)_v$$

$$\left(\frac{\partial c_P}{\partial P}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_P$$

$$c_P - c_v = -T \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_P^2 \left(\frac{\partial P}{\partial v}\right)_T$$

La aplicación de datos experimentales, junto con la última ecuación, muestra que $c_P - c_v \geq 0$.

La pendiente de la curva de presión de vapor en un diagrama PT viene dada teóricamente por la *ecuación de Clapeyron*, esto es:

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_{\text{sat}} = \frac{h_{fg}}{Tv_{fg}}$$

Una aproximación de esta ecuación, que no contiene el volumen específico, es:

$$\ln \left(\frac{P_2}{P_1} \right)_{\text{sat}} = -\frac{h_{fg}}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right)$$

Esta ecuación es una de las formas de la *ecuación de Clausius-Clapeyron*. Ella expresa que $\ln P_{\text{sat}}$ es una función lineal de $1/T$.

La relación generalizada del coeficiente de Joule-Thomson es:

$$\mu_{JT} \equiv \left(\frac{\partial T}{\partial P} \right)_h = \frac{1}{c_P} \left[T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_P - v \right]$$

Este ecuación es útil para predecir cuándo disminuirá la temperatura de un gas durante un proceso de estrangulamiento.

Los diagramas generalizados y las tablas se han desarrollado basándose en los datos generalizados de Z como función de la presión y temperatura reducidas y en concordancia con las ecuaciones generalizadas de dh y ds . Normalmente, los valores de las funciones de desviación, $(h^* - h)/RT_c$ y $(s_P^* - s_P)/R$, se representan para unos valores elegidos de P_r y T_r . Esto permite la estimación de Δh y Δs exclusivamente a partir de las presiones y temperaturas iniciales y finales y de los datos críticos de la sustancia. Este concepto es aplicable también a las mezclas de gases reales.

PROBLEMAS

- 12.1. Demuéstrese que las líneas de presión constante en la región húmeda de un diagrama hs son líneas rectas no paralelas y que en la región de vapor sobrecalentado su pendiente crece con la temperatura.
- 12.2. A partir de una cualquiera de las cuatro relaciones de Maxwell, obténganse las otras tres utilizando la Ecuación [12.5].
- 12.3. Obténganse unas expresiones de (a) $(\partial u / \partial P)_T$, y (b) $(\partial u / \partial v)_T$ en las que intervengan exclusivamente P , T y v .
- 12.4. Obténgase la relación $c_P = T(\partial s / \partial T)_P$.
- 12.5. Demuéstrese a partir de las Ecuaciones [12.18] y [12.19] que, en un mismo punto de la región de gas en un diagrama Ts , la pendiente de las líneas de volumen constante es mayor que la de las líneas de presión constante.
- 12.6. Obténgase la relación $c_P = T(\partial P / \partial T)_s (\partial v / \partial T)_P$.
- 12.7. Obténgase la relación $c_v = -T(\partial v / \partial T)_s (\partial P / \partial T)_v$.
- 12.8. Estímese el valor de c_P del vapor de agua a 120 bar y 480 °C, (a) utilizando la ecuación obtenida en el Problema 12.6, y (b) utilizando la definición $c_P = (\partial h / \partial T)_P$.
- 12.9. Estímese el valor de c_P del refrigerante 134a a 12 bar y 80 °C, (a) utilizando la ecuación obtenida en el Problema 12.6, y (b) utilizando la definición $c_P = (\partial h / \partial T)_P$.
- 12.10. Estímese el valor de c_P del vapor de agua a 800 psia y 650 °F utilizando la ecuación obtenida en el Problema 12.6. Compárese el resultado con el valor obtenido directamente de la definición de esta propiedad.
- 12.11. Estímese el valor de c_v , en Btu/(lb_m °F), del vapor de agua a 600 psia y 600 °F utilizando la ecuación obtenida en el Problema 12.7.

- 12.58. La presión de vapor del agua entre 5 y 50 bar puede representarse mediante la ecuación $\ln P = -4.692/T + 0,0124 \ln T + 12,58$, con P en bar y T en kelvin. Calcúlese la entalpía de vaporización a (a) 160 °C, y (b) 200 °C, utilizando los valores de v_f y v_g de las tablas de saturación. Compárense con los valores de h_{fg} de las tablas.
- 12.59. El punto triple del dióxido de carbono es -56,6 °C y 5,178 bar. Obtén-ganse las pendientes de las tres curvas de saturación en las proximida-des del punto triple en un diagrama PT de acuerdo a los siguientes datos del punto triple:

Fase	Sólido	Líquido	Vapor
h , kJ/kg	181,3	380,2	728,5
v , cm ³ /g	0,661	0,849	72,22

- 12.60. El helio 4 a 1 atm hierve a 4,22 K, y su entalpía de vaporización es 83,3 kJ/kmol. Produciendo vacío sobre la fase líquida, el fluido hierve a una temperatura más baja. Estímese la presión necesaria, en milibar, para producir una temperatura de ebullición de (a) 2 K, y (b) 1 K.
- 12.61. La presión y temperatura del punto triple del agua son 6,12 mbar y 0,010 °C respectivamente. La entalpía de fusión es 333,4 kJ/kg, y los volúmenes específicos de las fases líquida y sólida son $1,0002 \times 10^{-3}$ y $1,0911 \times 10^{-3}$ m³/kg, respectivamente. Una persona está patinando sobre hielo a -2 °C, siendo 0,32 cm² el área de contacto de las cuchillas de los patines. Determinése el peso y la masa, en N y kg respectivamente, de esa persona de manera que el hielo de debajo de las cuchillas comience a fundir.
- 12.62. La presión y temperatura del punto triple del agua son 6,12 mbar y 0,010 °C respectivamente. La entalpía de fusión es 333,4 kJ/kg, y los volúmenes específicos de las fases líquida y sólida son $1,0002 \times 10^{-3}$ y $1,0911 \times 10^{-3}$ m³/kg, respectivamente. Una persona de 80 kg se encuen-tra patinando sobre hielo con unos patines cuyas cuchillas tienen un área de contacto total con el hielo de 0,25 cm². Considérese que la temperatu-ra del hielo es (a) -2 °C, y (b) -3 °C. Determinése si el hielo fundirá por debajo de las cuchillas a cada una de las temperaturas especificadas.
- 12.631. Los volúmenes específicos del agua líquida y del hielo a 32 °F son 0,01602 y 0,01747 ft³/lb_m, respectivamente. Estímese la temperatura del punto de fusión del hielo a 500 atm si la entalpía de fusión a 32 °F vale 143,32 Btu/lb_m.
- 12.641. La presión de vapor del agua puede darse mediante la ecuación $\ln P = -8.445 T + 0,0124 \ln T + 15,252$, con P en psia y T en grados Ranki-ne. Calcúlese la entalpía de vaporización a 400 °F, utilizando los valo-res de v_f y v_g dados en la tabla de saturación. Compárese el resultado con el valor tabulado de h_{fg} , en Btu/lb_m.
- 12.65. El efecto de la presión sobre el punto de fusión del sodio ha sido medi-do por Bridgman (*Phys. Rev.*, vol. 3, p. 127, 1914). Entre los valores se incluyen los siguientes:

P , atm	T , °F	$\Delta v \times 10^5$, ft ³ /lb _m
5.810	288,5	30,06
7.740	310,6	27,46
9.680	332,0	24,97

- Determinése la entalpía de fusión a 310,6 °F, y compárese el resultado con el valor tabulado de 51,6 Btu/lb_m.
- 12.66I. La entalpía de fusión del agua tiene un valor prácticamente constante igual a 143,8 Btu/lb_m. Estímese la temperatura del punto de congela-ción a 10.000 psia, si a 32 °F los volúmenes específicos del agua líqui-da y del hielo son 0,01602 y 0,01747 ft³/lb_m, respectivamente.

COEFICIENTE DE JOULE-THOMSON

- 12.67. Estímese el coeficiente de Joule-Thomson del agua a (a) 60 bar y 320 °C, y (b) 100 bar y 400 °C, en °C/bar, de acuerdo con la defini-ción de este coeficiente.
- 12.68. Un gas verifica la relación $P(v - b) = RT$, donde b es una constante positiva. (a) Obténgase una expresión para el coeficiente de Joule-Thomson del gas. (b) ¿Podría este gas enfriarse de manera eficaz me-diante un proceso de estrangulamiento?
- 12.69. Calcúlese el coeficiente de Joule-Thomson de un gas que se mode-la mediante la ecuación de Dieterici: $P(v - b) = RT \exp(-a/RTv)$. Compruébese que la temperatura de inversión para este gas es $2a(v - b)/(Rbv)$.
- 12.70. Utilizando la ecuación generalizada del coeficiente de Joule-Thomson y los datos tabulados del vapor sobrecalentado del refrigerante 134a, estímese el coeficiente, en °C/bar, a 12 bar y 80 °C.
- 12.71. El coeficiente de Joule-Thomson del nitrógeno a 40 bar y -73 °C es aproximadamente igual a 0,40 °C/bar. Determinése el valor de c_p , en kJ/kmol · K, si el comportamiento PvT del nitrógeno en ese estado viene representado por las Ecuaciones [11.4] y [11.5].
- 12.72I. Utilizando los datos del vapor sobrecalentado, estímese (a) el valor de $c_p = (\partial h/\partial T)_p$, y (b) el coeficiente de Joule-Thomson para el vapor de agua a 100 psia y 700 °F.
- 12.73. Utilizando los datos tabulados del vapor sobrecalentado, estímese el coeficiente de Joule-Thomson del R-134a, en K/bar, a 80 °C y 14 bar de acuerdo con la Ecuación [12.43] y con la definición de c_p .
- 12.74I. Determinése el coeficiente de Joule-Thomson para el agua a 500 psia y 550 °F, en °F/psi, mediante la ecuación generalizada de μ_{JT} y la defini-ción de c_p .
- 12.75I. Utilizando la ecuación generalizada del coeficiente de Joule-Thomson y los datos del vapor sobrecalentado del refrigerante 134a, estímese (a) c_p a partir de su definición, y (b) el coeficiente de Joule-Thomson, en °F/psi, a 300 psia y 200 °F.
- 12.76. La ecuación de estado para el aire seco puede expresarse por la ecua-ción truncada del virial $pv = RT + bP$, con $b = 37,28 - 8,43 \times 10^3/T - 1,75 \times 10^6/T^2 + 7,35 \times 10^7/T^3$, donde b se expresa en cm³/mol y T en kelvin. Si el valor medido del coeficiente de Joule-Thomson a 1 atm y 0 °C es 0,275 °C/atm, (a) calcúlese el valor de c_p en ese estado en kJ/kg · K. (b) Compárese con los datos de $c_{p,0}$ a esa temperatura.
- 12.77. Una ecuación de estado aceptable para el helio gaseoso viene dada por $Pv = RT - aP/T + bP$, donde $a = 386,7$ K · cm³/mol y $b = 15,29$ cm³/gmol. (a) Calcúlese el coeficiente de Joule-Thomson para el helio a 150 y 15 K, en K/bar.

- (b) Obténgase la temperatura de inversión, en kelvin.
 (c) Estímese la temperatura alcanzada por un proceso ideal de estrangulamiento desde 25 bar y 15 K a 1 bar.
- 12.78. De acuerdo con la Ecuación [11.5], determínese el coeficiente de Joule-Thomson del nitrógeno a 1 bar y (a) 300 K, (b) 500 K, y (c) 700 K.

UTILIZACIÓN DE LOS DIAGRAMAS GENERALIZADOS

- 12.79. En un sistema cerrado se enfría metano gaseoso a presión constante de 55 bar desde 100 hasta 30 °C. La ecuación para $c_{p,0}$ viene dada en la Tabla A.3. Calcúlese el calor transferido, en kJ/kg, haciendo uso de los datos generalizados.
- 12.80. Un recipiente de 0,3 m³ contiene nitrógeno a 50 bar y 200 K. Se calienta el nitrógeno hasta que su temperatura alcanza el valor de 300 K. Determínese el calor transferido, en kJ/kmol, y la presión final alcanzada, (a) utilizando los diagramas generalizados, (b) suponiendo comportamiento de gas ideal, y (c) utilizando los datos de la tabla del vapor sobrecalentado.
- 12.81I. Un recipiente de 10 ft³ contiene nitrógeno a 1.500 psia y -100 °F. Se calienta el nitrógeno hasta que su temperatura alcanza el valor de 200 °F. Determínese el calor transferido, en Btu/lb_m, y la presión final alcanzada, (a) utilizando los diagramas generalizados, y (b) suponiendo comportamiento de gas ideal.
- 12.82I. En un sistema cerrado se enfría metano gaseoso a presión constante de 800 psia desde 200 hasta 100 °F. La capacidad térmica específica molar a presión cero viene dada por $\bar{c}_{p,0} = 4,52 + 0,00737T$, donde T viene expresada en grados Rankine. Calcúlese el calor transferido, en Btu/lb_m.
- 12.83I. Se comprime, en régimen estacionario, etano desde 90 °F y 15 atm hasta 145 °F y 96 atm. La capacidad térmica específica molar a presión cero viene dada por $\bar{c}_{p,0} = 4,01 + 0,001636T$, donde T viene expresada en grados Rankine. Determínese la variación de entalpía del gas, en Btu/lbmol, si (a) se utiliza el modelo de gas ideal, y (b) si se utilizan los diagramas generalizados.
- 12.84. Se comprime, en régimen estacionario, etano (C₂H₆) desde 30 °C y 15 bar hasta 124 °C y 98 bar. La capacidad térmica específica molar a presión cero, en kJ/kmol · K, viene dada por $\bar{c}_{p,0} = 16,8 + 0,1237T$, donde T viene expresada en kelvin. Determínese la variación de entalpía del gas, en kJ/kmol, si (a) se utiliza el modelo de gas ideal, y (b) si se utilizan los diagramas generalizados.
- 12.85. Se comprime, en régimen estacionario, metano (CH₄) desde 13,9 bar y 51 °C hasta 186 bar y 108 °C. Haciendo uso de los diagramas generalizados, determínese (a) la variación de entalpía, en kJ/kmol, y (b) la variación de entropía, en kJ/kmol · K.
- 12.86I. Se comprime, en régimen estacionario, metano (CH₄) desde 168 psia y 90 °F hasta 2.860 psia y 228 °F. Haciendo uso de los diagramas generalizados, determínese (a) la variación de entalpía, en Btu/lbmol, y (b) la variación de entropía, en Btu/lbmol · °R.
- 12.87. En una turbina se expansiona etileno desde 180 °C y 307 bar hasta 67 °C y 61 bar. El flujo volumétrico a la entrada es de 1 m³/min. Se supone un valor medio de $\bar{c}_{p,0}$ igual a 50,0 kJ/kmol · K. Estímese la potencia en eje, en kW, que desarrolla la turbina en un proceso adiabático.

- 12.88I. Se expansiona propano desde 340 °F y 1.235 psia hasta 140 °F y 185 psia. El valor medio de $\bar{c}_{p,0}$ es 0,44 Btu/lb_m · °F. El flujo volumétrico a la entrada de la turbina es de 100 ft³/min. Determínese la potencia de salida, en hp, si el proceso de expansión es adiabático.
- 12.89. En un sistema cerrado se comprime reversiblemente y de manera isoterma a 67 °C etileno desde 1 bar hasta 255 bar. Utilizando los diagramas generalizados, determínese (a) la variación de la entropía, en kJ/kmol · K, (b) la variación de la energía interna, en kJ/kmol, (c) el calor transferido, y (d) el trabajo requerido, ambos en kJ/kmol.
- 12.90. Calcúlese, utilizando los diagramas generalizados, (a) el calor transferido, y (b) el trabajo requerido, ambos en kJ/kg, al comprimir, en régimen estacionario, reversiblemente y de manera isoterma, etano desde 5 bar y 30 °C hasta 98 bar.
- 12.91I. Calcúlese, utilizando los diagramas generalizados, (a) el calor transferido, y (b) el trabajo requerido, ambos en Btu/lb_m, al comprimir, en régimen estacionario, reversiblemente y de manera isoterma, etano (C₂H₆) desde 70 psia y 90 °F hasta 1.420 psia.
- 12.92I. En un sistema cerrado se comprime reversiblemente y de manera isoterma a 100 °F etileno (C₂H₄) desde 1 bar hasta 101 atm. Utilizando el principio de los estados correspondientes, determínese (a) la variación de la energía interna específica, (b) la variación de la entropía en Btu/lbmol · °R, y (c) el trabajo suministrado, en Btu/lbmol.
- 12.93I. En un sistema cerrado se expansiona reversiblemente y de manera isoterma a 127 °F etileno (C₂H₄) desde 4.080 hasta 90 psia. Utilizando el principio de los estados correspondientes, determínese (a) la variación de la entropía, en Btu/lb_m · °R, (b) la variación de la energía interna específica, (c) el calor suministrado, y (d) el trabajo obtenido, estos tres en Btu/lb_m.
- 12.94. Mediante un proceso de estrangulamiento se expansiona refrigerante 134a desde 16 bar y 100 °C hasta 4 bar. Determínese la temperatura final basándose en (a) los diagramas generalizados, y (b) los datos tabulados del vapor sobrecalentado. El valor de $c_{p,0}$ en ese intervalo de temperaturas puede tomarse igual a 0,85 kJ/kg · K.
- 12.95. Se comprime en un proceso estacionario, reversible y adiabático, dióxido de carbono desde 10 bar y 30 °C hasta 74 bar. Determínese el trabajo de compresión, en kJ/kg, utilizando los diagramas generalizados.
- 12.96. En un proceso estacionario se expansiona adiabática y reversiblemente vapor de agua a 280 bar y 520 °C hasta 100 bar. Determínese la temperatura final, en grados Celsius, y la variación de entalpía, en kJ/kg, utilizando (a) los diagramas generalizados, y (b) los datos tabulados del vapor sobrecalentado.
- 12.97. Se comprime adiabática y estacionariamente oxígeno, inicialmente a 40 bar y -41 °C, hasta 100 bar. Determínese el trabajo mínimo de compresión, en kJ/kmol, (a) si se utilizan los diagramas generalizados, y (b) si se supone que el gas es ideal.
- 12.98I. Se comprime en un proceso estacionario, reversible y adiabático, dióxido de carbono desde 10 atm y 460 °F hasta 40 atm. Determínese el trabajo de compresión, en Btu/lb_m, utilizando (a) los diagramas generalizados, y (b) el modelo de gas ideal.

- 12.12. Demuéstrase que la pendiente de las líneas de presión constante en la región de vapor en un diagrama Ts generalmente crece con la temperatura.
- 12.13. Obténgase la relación $(\partial^2 g / \partial T^2)_p = -c_p / T$.
- 12.14. Obténgase la relación $(\partial^2 a / \partial T^2)_v = -c_v / T$.
- 12.15. ¿Qué puede concluirse de forma cualitativa acerca de la variación de entalpía de un fluido durante una compresión isoentrópica?
- 12.16. Demuéstrase que para cualquier sistema homogéneo $c_p / c_v = (\partial P / \partial v)_s (\partial P / \partial v)_T$.
- 12.17. Compruébese la validez de la Ecuación [12.17], obteniendo valores aproximados de las derivadas en ambos miembros de la ecuación, para el vapor de agua a 80 bar y 400 °C, en $\text{m}^3/\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}$.
- 12.18. Compruébese la validez de la Ecuación [12.17], obteniendo valores aproximados de las derivadas en ambos miembros de la ecuación, para el refrigerante 134a a 7 bar y 50 °C, en $\text{m}^3/\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}$.
- 12.19. Compruébese la validez de la Ecuación [12.17], obteniendo valores aproximados de las derivadas en ambos miembros de la ecuación, para el vapor de agua a 200 psia y 500 °F, en $\text{ft}^3/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{F}$.
- 12.20. Dedúzcase la relación general $(\partial h / \partial v)_T = T(\partial P / \partial T)_v + v(\partial P / \partial v)_T$, y evalúese $(\partial h / \partial v)_T$ para un gas ideal.
- 12.21. De acuerdo con la ecuación de estado de Van der Waals y las relaciones generalizadas:
- Demuéstrase que $(h_2 - h_1)_T = (P_2 v_2 - P_1 v_1) + a(1/v_1 - 1/v_2)$.
 - Demuéstrase que $(s_2 - s_1)_T = R \ln[(v_2 - b)/(v_1 - b)]$.
 - Evalúese $(h_2 - h_1)_T$, en kJ/kmol , para el oxígeno a 27 °C cuando se comprime de manera isoterma desde 1 hasta 100 bar. Compárese el resultado con la solución del problema para un gas ideal.
- 12.22. De acuerdo con la ecuación de estado de Van der Waals y en las relaciones generalizadas:
- Demuéstrase que $(h_2 - h_1)_T = (P_2 v_2 - P_1 v_1) + a(1/v_1 - 1/v_2)$.
 - Demuéstrase que $(s_2 - s_1)_T = R \ln[(v_2 - b)/(v_1 - b)]$.
 - Evalúese $(h_2 - h_1)_T$, en Btu/lbmol , para el oxígeno a 80 °F cuando se comprime de manera isoterma desde 1 hasta 100 atm. Compárese el resultado con la solución del problema para un gas ideal.
- 12.23. Para una sustancia que obedece a la ecuación de estado de Redlich-Kwong, (a) desarróllense las expresiones para la variación isoterma de (1) la energía interna específica, y (2) la entropía específica. Los resultados deben darse en función de T , v , a , b y una constante. Después (b) evalúese Δu y Δs para el vapor de agua si se comprime de manera isoterma a 360 °C desde $23,31 \times 10^{-3}$ hasta $11,05 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$. (c) Compárense las respuestas con los datos tabulados del vapor sobrecalentado.
- 12.24. Para una sustancia que obedece a la ecuación de estado de Redlich-Kwong, (a) desarróllense las expresiones para la variación isoterma de (1) la energía interna específica, y (2) la entropía específica. Los resultados deben darse en función de T , v , a , b y una constante. Después (b) evalúese Δu y Δs para el refrigerante 134a si se comprime de manera isoterma a 80 °C desde 0,03264 hasta 0,01435 m^3/kg . (c) Compárense las respuestas con los datos tabulados del vapor sobrecalentado.

- 12.25. Para una sustancia que obedece a la ecuación de estado de Redlich-Kwong, (a) desarróllense las expresiones para la variación isoterma de (1) la energía interna específica, y (2) la entropía específica. Los resultados deben darse en función de T , v , a , b y una constante. Después (b) evalúese Δu y Δs para el vapor de agua si se comprime de manera isoterma a 650 °F desde 0,564 hasta 0,206 ft^3/lb_m . (c) Compárense las respuestas con los datos tabulados del vapor sobrecalentado en Btu/lb_m .
- 12.26. Para una sustancia que obedece a la ecuación de estado de Redlich-Kwong, (a) desarróllense las expresiones para la variación isoterma de (1) la energía interna específica y (2) la entropía específica. Los resultados deben darse en función de T , v , a , b y una constante. Después (b) evalúese Δu y Δs para el refrigerante 134a si se comprime de manera isoterma a 160 °F desde 0,4852 hasta 0,2636 ft^3/lb_m . (c) Compárense las respuestas con los datos tabulados del vapor sobrecalentado.
- 12.27. Dedúzcanse expresiones para la variación isoterma (a) de la entalpía, y (b) de la entropía de una sustancia que cumple la ecuación de estado de Berthelot, que tiene la forma $P = RT(v - b) - a/Tv^2$.
- 12.28. Se tiene nitrógeno gaseoso a 350 °R y 1.000 psia. (a) Utilícense las Ecuaciones [12.26], [11.4] y [11.5] para predecir el valor de c_p , en $\text{Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{F}$. (b) Compárese la respuesta con el resultado obtenido de la definición de c_p junto con los valores tabulados del vapor sobrecalentado.
- 12.29. Obténgase el valor de c_p del nitrógeno, en $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$, a 200 K y 50 bar mediante (a) las Ecuaciones [12.27], [11.4] y [11.5], y (b) la definición de c_p junto con los valores tabulados del vapor sobrecalentado.
- 12.30. Un gas tiene un factor de compresibilidad Z dado por $Z = 1 + AP/T^2$. Obténgase una expresión para la variación de entalpía entre dos estados a la misma temperatura, pero diferentes presiones.
- 12.31. Obténgase una expresión para el cambio de entalpía, en función de las variaciones de temperatura y presión, desde el estado T_1 y P_1 hasta un estado con valores mayores de T_2 y P_2 de un gas que se modela mediante la ecuación $pv/RT = 1 + AP/T$ y cuya capacidad térmica específica a bajas presiones viene dada por $c_{p,0} = B + CT$; siendo A , B y C constantes y P_0 menor que P_1 y P_2 .
- 12.32. Demuéstrase que la variación del volumen de una sustancia puede relacionarse con β y K_T en la forma $dv/v = \beta dT - K_T dP$.
- 12.33. De acuerdo con el resultado del problema 12.32, estílese el porcentaje de variación del volumen del cobre cuando su estado varía de 200 K y 1 bar a 300 K y 1.000 bar.
- 12.34. Una masa de cobre de 0,1 kg se calienta desde 250 K hasta 500 K y se comprime desde 1 hasta 500 bar. De acuerdo con el Problema 12.32, estílese la variación del volumen, en cm^3 , si el valor de v a 500 K es 7,115 cm^3/mol .
- 12.35. El valor de v del cobre sólido a 800 K es $7,215 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kmol}$.
 (a) Determínese el valor de $c_p - c_v$ para el cobre en $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$.
 (b) Si c_p vale 28,48 $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$, obténgase el porcentaje del error que se cometería en c_v al suponer que $c_p = c_v$ a esa temperatura.
- 12.36. El valor de v del cobre sólido a 300 K es $7,062 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kmol}$. Determínese el valor de $c_p - c_v$, en $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$.

TERMODINÁMICA

- 12.37. A 0 °C los valores de v , β y K_T del mercurio líquido son $14,67 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kmol}$, $174 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ y $3,79 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{N}$, respectivamente.
 (a) Determinése el valor de $c_p - c_v$, en $\text{kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$.
 (b) Si c_p vale $28,0 \text{ kJ}/\text{kmol} \cdot \text{K}$, obténgase el porcentaje del error que se cometería en c_v al suponer que $c_p = c_v$.
- 12.38I. De acuerdo con el resultado del problema 12.32, estímesese el porcentaje de variación del volumen del cobre cuando su estado varía de 360 °R y 1 atm a 540 °R y 1.000 atm tomando como base los valores de la Tabla 12.1.
- 12.39I. Una masa de cobre de 0,1 lb_m varía su estado desde 540 °R y 1 atm hasta 900 °R y 500 atm. De acuerdo con el Problema 12.32, estímesese la variación del volumen, en pulgadas cúbicas, si el valor de v a 900 °R es $0,114 \text{ ft}^3/\text{lbmol}$.
- 12.40I. A 900 °R los valores de v , β y K_T del cobre sólido son $0,114 \text{ ft}^3/\text{lbmol}$, $30,1 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{R}^{-1}$ y $400,3 \times 10^{-12} \text{ ft}^2/\text{lb}_f$, respectivamente.
 (a) Determinése el valor de $c_p - c_v$, en $\text{Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{F}$.
 (b) Si c_p vale $6,25 \text{ Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{F}$, ¿cuál es el porcentaje del error que se cometería en c_v al suponer que $c_p = c_v$?
- 12.41I. A 540 °R los valores de v , β y K_T del cobre sólido son $0,113 \text{ ft}^3/\text{lbmol}$, $27,3 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{R}^{-1}$ y $5,35 \times 10^{-8} \text{ in}^2/\text{lb}_f$, respectivamente. Determinése el valor de $c_p - c_v$, en $\text{Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$.
- 12.42I. A 32 °F y 14,225 psia los valores de v , β y K_T del mercurio líquido son $0,235 \text{ ft}^3/\text{lbmol}$, $96,7 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{R}^{-1}$ y $1,686 \times 10^{-12} \text{ ft}^2/\text{lb}_f$, respectivamente.
 (a) Determinése el valor de $c_p - c_v$, en $\text{Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{F}$.
 (b) Si c_p vale $6,69 \text{ Btu}/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{F}$, ¿cuál es el porcentaje del error que se cometería en c_v al suponer que $c_p = c_v$?
- 12.43. El coeficiente de compresibilidad isoterma del alcohol etílico a 20 °C y 1 bar es $110 \times 10^{-6} \text{ bar}^{-1}$ y la densidad relativa 0,789. Obténgase el trabajo requerido para comprimir el fluido de manera isoterma a 20 °C desde 1 hasta 100 bar, suponiendo v constante.
- 12.44. Se comprime reversiblemente y de manera isoterma cobre, cuya densidad es $8,900 \text{ kg}/\text{m}^3$, a 250 K desde 1 hasta 400 bar. Obténgase (a) el trabajo necesario, y (b) el calor transferido en kJ/kg .
- 12.45. La presión sobre una masa de agua a 20 °C se incrementa reversiblemente y de manera isoterma desde 1 a 500 bar. Obténgase (a) el trabajo necesario, y (b) la variación de la energía interna, ambos en kJ/kg .
- 12.46. El coeficiente de compresibilidad isoterma del agua líquida a 50 °C viene dado por $K_T = 0,125 \times 10^{-3}/(P + 2,740)$, donde K_T viene expresado en bar^{-1} , P en bar y v en m^3/kg . Una masa de agua de 2,5 kg a 50 °C se comprime reversiblemente y de manera isoterma desde 1 hasta 600 bar. Determinése (a) el trabajo necesario, y (b) el calor transferido, dando ambos en kJ .
- 12.47. Determinése el trabajo requerido, en julios, para comprimir 20 cm^3 de mercurio líquido a una temperatura constante de 0 °C desde una presión de 1 bar hasta (a) 500 bar, y (b) 1.000 bar. El coeficiente de compresibilidad isoterma del mercurio a una temperatura dada viene dado por $K_T = 3,9 \times 10^{-6} - 1,0 \times 10^{-10}P$, donde K_T viene expresado en bar^{-1} y P en bar. La densidad del mercurio puede tomarse igual a $13,600 \text{ kg}/\text{m}^3$.
- 12.48. Se comprime reversiblemente y de manera isoterma cobre, cuya densidad es $8,900 \text{ kg}/\text{m}^3$, a 500 K desde 1 hasta 300 bar. Calcúlese (a) el trabajo necesario, y (b) la variación de energía interna, ambos en kJ/kg .

PRESIÓN DE VAPOR Y ENTALPÍA DE VAPORIZACIÓN

- 12.49. La presión de vapor del tetracloruro de carbono a diversas temperaturas es la siguiente:

$T, ^\circ\text{C}$	25	35	45	55
P, mbar	151,7	232,5	345,1	498,0

Represéntese $\ln P$ frente a $1/T$, y a partir de la pendiente evalúese la entalpía de vaporización media, en kJ/kg .

- 12.50. Estímesese la entalpía de vaporización del agua a 150 °C a partir de los datos tabulados de PvT utilizando (a) la ecuación de Clapeyron, y (b) la ecuación de Clausius-Clapeyron. (c) Compárese con los datos de la Tabla A.12.

- 12.51. Estímesese la entalpía de vaporización del refrigerante 134a a (a) 8 °C, y (b) 44 °C a partir de los datos tabulados de PvT utilizando (1) la ecuación de Clapeyron, (2) la ecuación de Clausius-Clapeyron, y después (3) compárese con los datos de la Tabla A.16.

- 12.52I. La presión de vapor del tetracloruro de carbono a diversas temperaturas es la siguiente:

$T, ^\circ\text{F}$	77	95	113	131
P, mmHg	113,8	174,4	258,9	373,6

Represéntese $\ln P$ frente a $1/T$, y a partir de la pendiente evalúese la entalpía de vaporización media, en Btu/lb_m .

- 12.53I. Estímesese la entalpía de vaporización del agua a 400 °F a partir de los datos tabulados de PvT utilizando (a) la ecuación de Clapeyron, y (b) la ecuación de Clausius-Clapeyron. (c) Compárense las respuestas con los valores tabulados, en Btu/lb_m .

- 12.54I. Estímesese la entalpía de vaporización del refrigerante 134a a 70 °F a partir de los datos tabulados de PvT utilizando (a) la ecuación de Clapeyron, y (b) la ecuación de Clausius-Clapeyron. (c) Compárese con los valores tabulados.

- 12.55. Los datos de la presión de vapor del nitrógeno en un intervalo desde el punto triple hasta el punto normal de ebullición (1 atm) pueden representarse con mucha aproximación mediante $\ln P = A - BT - (C/T)$, donde P va expresada en bar, T en kelvin, y $A = 11,302$, $B = 0,01443$ y $C = 786,7$.

- (a) Obténgase una expresión para la entalpía de vaporización en función de las constantes A , B y C , de la temperatura y del cambio del volumen específico v_{fg} .
 (b) Evalúese h_{fg} , en kJ/kg , a 80 K si v_{fg} vale $162,7 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$.

- 12.56I. La presión de vapor del amoníaco (NH_3) viene dada por la relación $\log_{10} P = 25,574 - 3,295 \times 10^3/T - 6,401 \log_{10} T - 4,148 \times 10^{-4}T + 1,476 \times 10^{-6}T^2$, donde T viene dado en grados Rankine y P en psia. Evalúese h_{fg} a 40 °F y compárese con el valor tabulado de $536,2 \text{ Btu}/\text{lb}_m$.

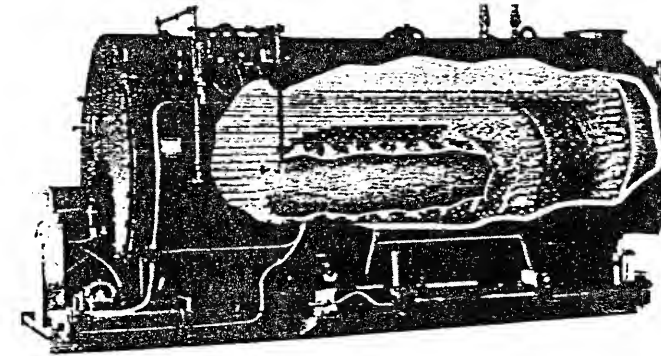
- 12.57. Los volúmenes específicos del agua líquida y del hielo a 0 °C son $1,0002 \times 10^{-3}$ y $1,0911 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg}$, respectivamente. Estímesese la temperatura del punto de fusión del hielo a (a) 300 bar, y (b) 500 bar si la entalpía de fusión a 0 °C vale $333,4 \text{ kJ}/\text{kg}$.

- 12.99I. Se expansiona adiabática y reversiblemente y en un proceso estacionario vapor de agua a 4.500 psia y 1.000 °F hasta 1.600 psia. Determinése la temperatura final y la variación de entalpía, en Btu/lb_m, empleando (a) el principio de los estados correspondientes, y (b) las tablas del vapor sobrecalentado.
- 12.100. A una tubería de sección constante entra propano (C₃H₈) a 34,2 bar, 100 °C y a una velocidad de 40 m/s. El gas circula adiabáticamente a lo largo de la tubería hasta que su presión alcanza el valor de 10,7 bar. Si $c_{p,0}$ tiene el valor constante de 1,76 kJ/kg · K, estímse (a) la temperatura de salida, en grados Celsius, y (b) la velocidad de salida, en m/s.

CAPÍTULO

13

REACCIONES QUÍMICAS



Corte de una caldera compacta pirotubular «Classic III Scotch». (Cortesía de Kewaunee Boiler Mfg. Co., Inc.)

En los capítulos anteriores se ha centrado la atención en el estudio termodinámico de sistemas no reactivos. Sin embargo, en ingeniería existen muchos ejemplos prácticos de sistemas en los que las reacciones juegan un papel importante. En este capítulo se aplican los conceptos básicos de conservación de la masa, conservación de la energía y balance de entropía a sistemas en los que tiene lugar un cambio de composición. Aunque las ecuaciones que describen estos principios siguen manteniendo la misma forma, es necesario modificar el método de evaluación de algunas propiedades termodinámicas. Por ejemplo, en los capítulos anteriores sólo se tuvieron en cuenta los métodos para calcular la variación de energía interna *sensible* debida a variaciones de temperatura y presión, y la variación de energía interna *latente* debida a un cambio de fase. En este capítulo se va a introducir el método de cálculo de la variación de energía interna *química*, debida a un cambio de composición.

13.1. ESTEQUIOMETRÍA DE LAS REACCIONES

Aunque en las reacciones químicas pueden intervenir muchos tipos de reactantes distintos, el interés aquí va dirigido hacia las reacciones de combustión. En general, una *reacción de combustión* es aquella en la que intervienen un *combustible* y un *oxidante* y se libera energía. En este capítulo, los estudios sobre combustión tratan la reacción de los combustibles que contienen fundamentalmente carbono e hidrógeno. La mayoría de las reacciones que se van a estudiar son para combustibles gaseosos. El oxidante es oxígeno o aire, y los productos principales son dióxido de carbono (CO_2) y agua (H_2O). La *combustión completa* exige que haya oxígeno suficiente como para que todo el carbono y todo el hidrógeno del combustible se conviertan en CO_2 y H_2O . Durante la *combustión incompleta* aparecerán otros productos, siendo el monóxido de carbono (CO) el producto principal.

En la práctica industrial, la combustión de los combustibles se efectúa normalmente empleando aire como oxidante. Se considera que los componentes principales del aire seco se encuentran en una proporción en volumen aproximada de 21 por 100 de oxígeno, 78 por 100 de nitrógeno y 1 por 100 de argón. Por supuesto, se hallan presentes pequeñas cantidades de dióxido de carbono y de otros gases. Para efectuar cálculos preliminares resulta oportuno suponer que el aire seco está compuesto por un 21 por 100 de oxígeno y un 79 por 100 de nitrógeno, en volumen. Por tanto, con la composición que se ha supuesto, en el aire atmosférico hay 21 mol de oxígeno por cada 79 mol de nitrógeno. Por consiguiente, se puede escribir

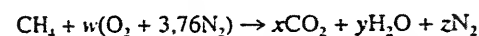
$$1 \text{ mol O}_2 + 3,76 \text{ mol N}_2 = 4,76 \text{ mol aire}$$

$$1 \text{ kg O}_2 + 3,31 \text{ kg N}_2 = 4,31 \text{ kg aire}$$

$$1 \text{ lb}_m \text{ O}_2 + 3,31 \text{ lb}_m \text{ N}_2 = 4,31 \text{ lb}_m \text{ aire}$$

Recuérdese que la masa molar media del aire seco es 28,97 kg/kmol, que se redondea a 29,0 en muchos cálculos. Cuando se utiliza el aire como fuente de oxígeno, una fracción importante de la fuente de oxidante es nitrógeno diatómico (N_2). Generalmente se supone que el nitrógeno es un elemento estable que no reacciona químicamente con otras sustancias. Siendo esto verdad a temperaturas normales, ocurre que a las temperaturas que se alcanzan con la llama, el nitrógeno reacciona con el oxígeno para formar óxido nítrico (NO). A temperaturas inferiores, el NO reacciona con el oxígeno para formar dióxido de nitrógeno (NO_2). A menos que se especifique otra cosa, en este capítulo se despreciará la reacción entre el nitrógeno y el oxígeno. Además, cuando se utilice aire *húmedo* en un proceso de combustión, ha de tenerse en cuenta la masa de vapor de agua al escribir el balance de masa.

Un aspecto básico en un proceso de combustión es la reacción teórica o estequiométrica de un combustible dado. Por definición, la *reacción teórica o estequiométrica* tiene lugar cuando es *completa y no hay exceso de oxígeno* en los productos de la combustión. En los estudios de combustión es muy importante conocer la cantidad de aire (o de oxígeno) necesaria para una reacción estequiométrica, y se determina, para el metano (CH_4) por ejemplo, del modo siguiente. Tomando como referencia 1 mol de combustible y un número de moles de aire desconocido w , se puede escribir que



Donde w , x , y y z representan el número desconocido de moles de aire, dióxido de carbono, agua y nitrógeno, respectivamente. Las especies atómicas se conservan

(en ausencia de reacciones nucleares). Por tanto, se puede aplicar el principio de conservación de la masa a las cuatro especies químicas presentes en los dos miembros de la ecuación. Así

$$\text{Balance de C:} \quad 1 = x$$

$$\text{Balance de H:} \quad 4 = 2y$$

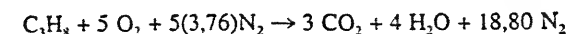
$$\text{Balance de O:} \quad 2w = 2x + y$$

$$\text{Balance de N}_2: \quad 3,76w = z$$

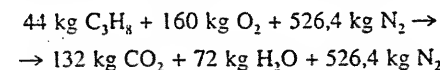
De modo que w , x , y y z son 2, 1, 2 y 7,52 respectivamente. Por consiguiente, la *reacción estequiométrica* para la combustión del metano con aire es



Por un procedimiento similar, se tiene que la combustión 100 por 100 teórica o químicamente correcta de propano (C_3H_8) con aire viene dada por la reacción estequiométrica

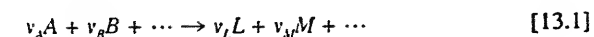


Nótese que, en esta reacción, el número de moles de reactantes y productos no es el mismo. Sin embargo, la ecuación anterior puede escribirse en base masa como



Debido a que tiene que conservarse la masa, la masa de los reactivos es igual a la de los productos.

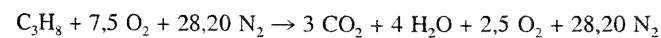
En ningún caso aparece oxígeno en los productos de la combustión, y se ha supuesto que el nitrógeno no sufre ninguna transformación química. Los números que están delante de cada una de las especies en una ecuación estequiométrica reciben el nombre de *coeficientes estequiométricos* de las distintas especies, y se representan generalmente mediante el símbolo ν_i . Se podría considerar la reacción química general



en la que las letras mayúsculas A , B , etc., representan las especies químicas de los reactantes y L , M , etc., las de los productos. En general, podría ser necesario tener en cuenta un número cualquiera de reactantes o de productos.

En la combustión completa del carbono y del hidrógeno para dar CO_2 y H_2O se puede utilizar el término de demanda de oxígeno, o de aire, *teórico* o *estequiométrico*. Cuando no se emplea esta cantidad en un proceso determinado, se habla del *porcentaje teórico* de aire, o de oxígeno, realmente utilizado. La cantidad estequiométrica es el 100 por 100 de la demanda teórica. El porcentaje de oxígeno teórico, cuando se emplea por defecto, está entre el 0 y el 100 por 100, y un exceso de oxígeno (o de aire) significa que se ha utilizado un valor superior al valor teórico del 100 por 100. De modo que un 200 por 100 de aire teórico significa que se ha suministrado el doble del aire necesario para conseguir la combustión completa. En un caso como éste, necesariamente aparecerá oxígeno en los gases producto. Otros términos de uso frecuente son el *porcentaje de exceso* de aire y el *porcentaje de defecto* de aire (o de oxígeno). Por ejemplo, un 150 por 100 de aire teórico es equivalente a un exceso de aire del 50 por 100, y un 80 por 100 de aire teórico es un 20 por 100 de defecto de aire. Cuando se suministra

un 150 por 100 de aire teórico, o un 50 por 100 de exceso de aire, la reacción de combustión del propano queda



De nuevo esta reacción está escrita para la combustión completa. En la práctica pueden aparecer pequeñas cantidades de otros productos, como el monóxido de carbono. Para escribir las ecuaciones químicas de la combustión completa como la anterior no se necesita información sobre los productos en el proceso real.

Además de la nomenclatura anterior, la relación entre el combustible y el aire suministrados en un proceso de combustión viene dado con frecuencia en función de la relación *aire-combustible* o *combustible-aire*. La relación aire-combustible (AC) se define como la masa de aire suministrada por unidad de masa de combustible suministrada. La relación combustible-aire (CA) es el inverso de la definición anterior. Por ejemplo, para un 100 por 100 de la combustión teórica del propano, la ecuación de la reacción química muestra que se necesitan 23,80 mol de aire (5 mol de O_2 + 18,80 mol de N_2) por cada mol de combustible. Por tanto, la relación aire-combustible para la combustión teórica de este combustible es

$$\text{AC} = \frac{23,80 \text{ kmol aire}}{\text{kmol combustible}} \times \frac{29 \text{ kg aire}}{\text{kmol aire}} \times \frac{\text{kmol combustible}}{44 \text{ kg combustible}} = 15,7 \frac{\text{kg aire}}{\text{kg combustible}}$$

Dado que la relación aire-combustible se expresa como masa de aire por masa de combustible, su valor es el mismo si se expresa bien en kilogramos por kilogramo, como en la expresión anterior, o bien en libras por libra. Para el mismo proceso de combustión, la relación combustible-aire es 0,0637, en kg combustible/kg aire, o en lb_m combustible/ lb_m aire. Muchos combustibles hidrocarbonados procedentes del petróleo o del gas natural requieren una relación aire-combustible en el entorno de 15 o 16 para la combustión estequiométrica.

Por último, la relación entre las cantidades de combustible y aire suministradas durante un proceso de combustión viene dada también por la *razón de equivalencia* ϕ . Por definición

$$\phi \equiv \frac{\text{CA}_{\text{real}}}{\text{CA}_{\text{esteq}}}$$

donde en el numerador CA representa la relación combustible-aire empleada en condiciones de combustión real y en el denominador CA es el valor estequiométrico o químicamente correcto. Cuando se utiliza exceso de oxidante (como el aire o el oxígeno), el valor de ϕ es menor que 1. También recibe el nombre de *mezcla pobre*. Mezcla *rica* es aquella para la que ϕ es mayor que la unidad, y el combustible está en exceso con respecto al requerimiento teórico. El término razón de equivalencia se usa frecuentemente referido al funcionamiento de motores de ignición forzada y de encendido por compresión, y al análisis del quemador de las turbinas de gas.

EJEMPLO 13.1

Un combustible gaseoso contiene los siguientes componentes con la composición en volumen que se indica: hidrógeno, 2 por 100; metano, 64 por 100, y etano, 34 por 100. Calcúlese (a) la relación aire-combustible necesaria, en kg aire/kg combustible, (b) la razón de equivalencia empleada, y (c) el volumen de aire seco necesario por kg y por kmol de combustible, si se usa un 20 por 100 de exceso de aire y las condiciones del aire son 27 °C y 0,98 bar (98 kPa).

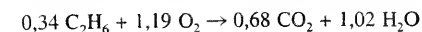
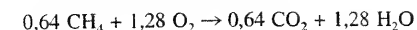
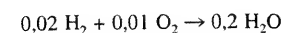
Solución

Datos. Mezcla gaseosa con la composición y el estado mostrados en la Figura 13.1.

Incógnitas. (a) relación AC, en kg/kg, (b) ϕ , (c) V en m^3 por kg de combustible y m^3 por kmol de combustible.

Modelo. Mezcla de gases ideales, combustión completa, 20 por 100 de aire en exceso.

Análisis. (a) El primer paso consiste en escribir las reacciones químicas para la combustión del combustible por mol de éste. En función del oxígeno teórico necesario o químicamente correcto



Como consecuencia, se tiene que para la combustión completa son necesarios 2,48 mol de oxígeno por mol de combustible. La relación aire-combustible teórica es

$$\text{AC} = \frac{2,48(4,76)(29)}{0,02(2) + 0,64(16) + 0,34(30)} = \frac{342,3}{20,48} = 16,7 \text{ kg aire/kg combustible}$$

El valor correspondiente al 20 por 100 de exceso de aire es

$$\text{AC} = 16,7(1,20) = 20,0 \text{ kg aire/kg combustible}$$

(b) La relación de equivalencia se define como $\text{CA}_{\text{real}}/\text{CA}_{\text{esteq}}$. Si se expresa en función de la relación AC, entonces, como se emplea el 20 por 100 de exceso de aire,

$$\phi = \frac{\text{AC}_{\text{esteq}}}{\text{AC}_{\text{real}}} = \frac{1}{1,2} = 0,83$$

(c) En las condiciones especificadas, se supone que el aire se comporta como gas ideal. El volumen ocupado por cada kilogramo de aire se obtiene de la ecuación de los gases ideales

$$v = \frac{RT}{P} = \frac{0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \times \frac{300 \text{ K}}{0,98 \text{ bar}} \times \frac{\text{kmol}}{29 \text{ kg}} = 0,878 \text{ m}^3/\text{kg}$$

En el apartado a se ha obtenido que la relación aire-combustible es igual a 20,0 cuando se suministra un 20 por 100 de exceso de aire. Por tanto, el volumen de aire necesario por kilogramo de combustible es

$$V = 0,878 \text{ m}^3/\text{kg aire} \times 20,0 \text{ kg aire/kg combustible} = 17,6 \text{ m}^3 \text{ por kg de combustible}$$

Por último, en el apartado a se ha obtenido que hay 20,48 kg de combustible por cada kmol del mismo. Así, el volumen de aire por kilomol de combustible es

$$V = 17,6 \text{ m}^3/\text{kg combustible} \times 20,48 \text{ kg combustible/kmol combustible} = 360 \text{ m}^3 \text{ por kmol combustible}$$

Comentario. La ecuación teórica de la reacción total con combustión completa y un 20 por 100 de exceso de aire es

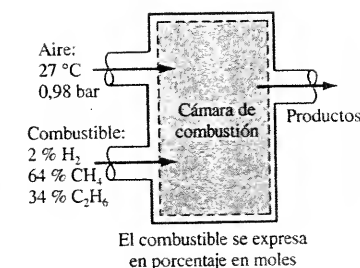
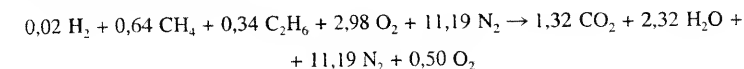


Figura 13.1. Esquema y datos del Ejemplo 13.1.

En la combustión incompleta del carbono presente en un combustible, el carbono reacciona según la reacción $C + 1/2 O_2 \rightarrow CO$. Como el oxígeno posee una mayor afinidad por el hidrógeno que por el carbono, normalmente todo el hidrógeno del combustible se convierte en agua. Si el oxígeno que hay resulta insuficiente para asegurar la combustión completa, siempre es el carbono el que no reacciona por completo. Generalmente, en la práctica, hay CO en los productos, incluso si se ha suministrado oxígeno en exceso. Esto puede ser atribuible tanto a una mezcla incompleta durante el proceso como a un tiempo insuficiente para alcanzar la combustión completa. El ejemplo siguiente estudia un proceso de combustión que se lleva a cabo con defecto de aire. De nuevo se ilustra la aplicación del principio de conservación de la masa de los elementos presentes en la reacción global. Mediante esta técnica se puede obtener de una manera sistemática información adicional sobre el estado inicial de los reactantes o el de los productos.

EJEMPLO 13.2

Se hace reaccionar propano gaseoso con el 80 por 100 del aire teórico necesario. Obténgase la ecuación química de la reacción, si en los productos aparecen tanto CO como CO₂.

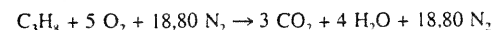
Solución

Datos. El propano reacciona con el 80 por 100 del aire teórico, como se muestra en la Figura 13.2.

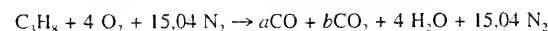
Incógnitas. Ecuación química de la reacción.

Modelo. CO y CO₂ en los productos, pero no O₂.

Análisis. Con defecto de aire, se supone que todo el hidrógeno se convierte en agua, pero el carbono se transforma tanto en CO como en CO₂. Se ha visto que la ecuación para el 100 por 100 del aire teórico es



Para el 80 por 100 del aire teórico se puede escribir, en general, que

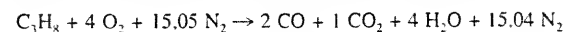


El problema consiste en predecir teóricamente las cantidades de CO y CO₂ en los productos, dadas por las incógnitas a y b . Una de las premisas básicas de los sistemas reactivos de este tipo es que se conservan todas las especies atómicas presentes. Por tanto, pueden escribirse los balances másicos de cada una de las especies atómicas presentes en la reacción. En este caso particular, los balances del hidrógeno y el nitrógeno no proporcionan información. Sin embargo, los balances del carbono y el oxígeno dan lugar a las siguientes ecuaciones

$$\text{Balance de C:} \quad 3 = a + b$$

$$\text{Balance de O:} \quad 8 = a + 2b + 4$$

La solución de estas dos ecuaciones es $a = 2$ y $b = 1$. Por tanto, la ecuación teórica correcta para la combustión del propano con un 80 por 100 del aire teórico es



Los valores de a y b pueden variar dependiendo del porcentaje de aire teórico utilizado. Esta ecuación no es aplicable al proceso real de combustión, ya que en los productos puede haber O₂, así como otras especies en cantidades pequeñas. Sin embargo, la ecuación química puede utilizarse como una primera aproximación de lo que cabe esperar en los productos para esta reacción en particular, bajo las condiciones dadas.

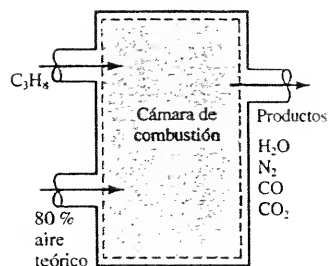


Figura 13.2. Esquema del Ejemplo 13.2.

Hasta aquí no se han mencionado las fases de los reactantes y productos de una reacción, pues sólo ha interesado revisar la química de los procesos de combustión e introducir la terminología propia de la materia. Sin embargo, es importante por varias razones admitir que pueden existir distintas fases durante la reacción. Una de ellas es el problema de la temperatura de rocío de los gases producto. En la combustión de combustibles hidrocarbonados, el agua es uno de los productos más importantes. En una mezcla de gases producto ideales, este vapor de agua posee una cierta presión parcial. Si la presión parcial se hace mayor que la presión de saturación del agua a una temperatura dada, parte del agua condensará al disminuir la temperatura por debajo de esa dada. La presencia de pequeñas gotas de agua líquida en los gases quemados puede ocasionar problemas de corrosión, como mínimo. Por tanto, resulta útil tener la posibilidad de predecir la temperatura de rocío de unos gases producto dados. Ello exige conocer la presión parcial del vapor de agua en un gas, que a su vez es función de la fracción molar del vapor de agua. El Ejemplo 13.3 ilustra un cálculo típico de la temperatura de rocío de unos gases quemados cuando se utiliza aire seco.

Se quema propano gaseoso con el 150 por 100 del aire teórico a una presión de 970 mbar (97 kPa). Si entra aire seco, determínese (a) el análisis molar de los gases producto suponiendo combustión completa, (b) la temperatura de rocío de la mezcla gaseosa en grados Celsius, y (c) el porcentaje del agua formada que condensa si los gases producto se enfrían hasta 20 °C.

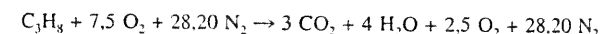
Solución

Datos. Se quema propano con el 150 por 100 del aire teórico a 970 mbar, como se muestra en la Figura 13.3.

Incógnitas. (a) Análisis molar de los productos, (b) temperatura de rocío de los productos, en grados Celsius, y (c) porcentaje de agua condensada si los productos se enfrían hasta 20 °C.

Modelo. Combustión completa, gases ideales.

Análisis. (a) La ecuación química para la reacción del propano (C₃H₈) con el 150 por 100 del aire teórico se ha dado previamente y es igual a



El número total de moles de los productos es 37,7; por tanto, el análisis molar de los productos es simplemente

$$\text{Fracción molar } CO_2 = \frac{3}{37,7} = 0,0796 \text{ (7,96 \%)}$$

$$\text{Fracción molar } H_2O = \frac{4}{37,7} = 0,1061 \text{ (10,61 \%)}$$

$$\text{Fracción molar } O_2 = \frac{2,5}{37,7} = 0,0663 \text{ (6,63 \%)}$$

$$\text{Fracción molar } N_2 = \frac{28,20}{37,7} = 0,7480 \text{ (74,80 \%)}$$

(b) La presión parcial del vapor de agua de los gases producto es $0,1061(970) = 103$ mbar. La temperatura de saturación correspondiente a esta temperatura, tomada de la Tabla A.12, es 46 °C aproximadamente. Cuando se enfría la mezcla gaseosa hasta 46 °C, a presión constante, se alcanza la temperatura de rocío. El agua de los gases producto condensará a temperaturas por debajo de este valor.

EJEMPLO 13.3

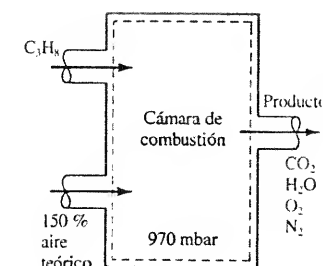


Figura 13.3. Esquema del Ejemplo 13.3.

(c) Como la temperatura de rocío de la mezcla es 46 °C, el agua condensará al irse enfriando los gases hasta 20 °C. A 20 °C, la mezcla gaseosa estará saturada de agua y la presión parcial del agua será la de saturación a 20 °C, igual a 0,02339 bar. Suponiendo mezcla de gases ideales, dicha presión parcial del agua debe ser igual al producto de su fracción molar en la fase gaseosa por la presión total, esto es, $p_i = y_i P = (N_i/N_m)P$. El número de moles de productos secos es 3 + 2,5 + 28,2, que es igual a 33,7. Representando los moles de agua, desconocidos, que todavía quedan en la fase de vapor mediante el símbolo W se obtiene

$$p_g = 23,39 \text{ mbar} = \frac{W(970 \text{ mbar})}{33,7 + W} \quad \text{o} \quad W = 0,83 \text{ mol}$$

Como el número de moles de agua que se han formado es 4, el porcentaje de vapor de agua que condensa es

$$\text{Porcentaje condensado} = \frac{4 - 0,83}{4} (100) = 79 \text{ por } 100$$

Así que en la fase gaseosa permanece del orden del 20 por 100 del agua formada en forma de vapor saturado.

13.2. PROCESOS REALES DE COMBUSTIÓN

El análisis y los ejemplos del apartado anterior se basan en la premisa de que se dispone de la información completa sobre los reactantes que intervienen en un proceso de combustión. Además, se ha necesitado suponer que, con aire en exceso, todo el carbono de un combustible se convierte en dióxido de carbono. Sin embargo, es una experiencia común, basada en medidas efectuadas en los gases producto, encontrar con frecuencia monóxido de carbono en cantidades importantes, habiendo utilizado incluso aire en exceso. Además, existen muchas aplicaciones en las que es difícil de obtener las medidas reales de la relación aire-combustible. El flujo de combustible, sea sólido, líquido o gaseoso, que entra a la cámara de la reacción es, normalmente, de sobra conocido; sin embargo, el flujo de aire puede resultar difícil de medir con precisión. Para salvar estos problemas se puede efectuar un análisis de los gases producto con aproximación suficiente. A partir de este análisis se obtiene una cantidad de información significativa sobre el proceso global de combustión.

Para determinar la concentración de los distintos componentes de los productos reales de la combustión se pueden emplear muchos métodos experimentales. La necesidad de disponer de técnicas más precisas ha aumentado al imponerse, por parte de los gobiernos centrales y regionales a principios de los años sesenta, estándares estrictos sobre emisiones de contaminantes atmosféricos. En la actualidad existen muchos fabricantes de equipos apropiados para ello. El análisis de los gases de la combustión se presenta generalmente tanto en base «seca» como «húmeda». En base seca no se da el porcentaje de vapor de agua presente en la corriente gaseosa. La ausencia del vapor de agua no limita la utilidad del análisis «seco». El analizador de Orsat, de total fiabilidad, es un aparato típico que proporciona la información del análisis completo en base seca. Aunque la fracción molar del vapor de agua en la muestra gaseosa original no se registra con esta determinación, ello no limita la utilidad de la técnica. Otro analizador de gases importante es el cromatógrafo de gases, que se utiliza junto con un detector de conductividad térmica o uno de ionización de llama. A continuación se ofrecen unos cálculos característicos basados en análisis «secos» representativos de estos analizadores. El método general se basa en las especies atómicas presentes en la mezcla reactiva.

EJEMPLO 13.4

Se tiene propano que reacciona con aire seco en una proporción tal que el análisis de los productos secos de la combustión da 11,5 por 100 de CO₂, 2,7 por 100 de O₂ y un 0,7 por 100 de CO. Obténgase el porcentaje de aire teórico utilizado durante el proceso.

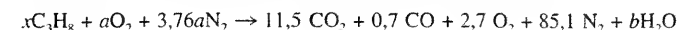
Solución

Datos. Propano que reacciona con aire seco, como se muestra en la Figura 13.4.

Incógnitas. Porcentaje del aire teórico utilizado.

Modelo. Combustión incompleta; el nitrógeno es inerte.

Análisis. El estudio se refiere a 100 moles de gases producto secos. El análisis de los productos, 11,5 por 100 de CO₂, 2,7 por 100 de O₂, 0,7 por 100 de CO, proporciona una suma de 14,9 mol. Si se supone que el gas que falta es el nitrógeno, se tienen 85,1 mol de N₂. Por tanto, la ecuación química de la reacción adopta la forma



El balance de masa aplicado a cada uno de los elementos permite evaluar los coeficientes desconocidos. Para el nitrógeno:

$$\begin{aligned} \text{Balance de N}_2: \quad 3,76a &= 85,1 \\ a &= 22,65 \end{aligned}$$

El balance de carbono conduce directamente a la cantidad de combustible empleado:

$$\begin{aligned} \text{Balance de C:} \quad 3x &= 11,5 + 0,7 = 12,2 \\ x &= 4,07 \end{aligned}$$

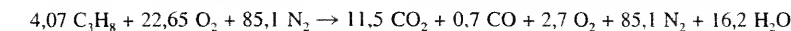
Aquí la única incógnita es el valor de b , que es el número de moles de agua en los productos. Sin embargo, no se han utilizado dos balances de masa, a saber, los del oxígeno y el hidrógeno. En este caso, en el que se conoce la composición del combustible, el balance de masa adicional proporciona un medio independiente de comprobación de los cálculos anteriores. Con el balance de oxígeno:

$$\begin{aligned} \text{Balance de O:} \quad 2(22,65) &= 2(11,5) + 0,7 + 2(2,7) + b \\ b &= 16,2 \end{aligned}$$

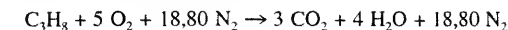
Entonces se comprueba el cálculo aplicando el balance de hidrógeno:

$$\text{Balance de H:} \quad 8x = 2b$$

Con los valores calculados de x y b , los miembros de la izquierda y de la derecha de la ecuación del balance del hidrógeno son 32,56 y 32,4, respectivamente. La comprobación resulta bastante satisfactoria, dado el limitado número de cifras significativas utilizadas en los cálculos. La reacción real, pues, viene representada por la ecuación química



Dividiendo por 4,07, la ecuación se puede escribir para 1 mol de combustible. Se ha visto que la reacción estequiométrica para el propano es



El número de moles de oxígeno teóricos empleados por mol de combustible es igual a 5. En la combustión real, esta relación es $22,65/4,07 = 5,57$. Por tanto, el porcentaje de aire teórico (o de oxígeno) utilizado en el proceso real de combustión es

$$\text{Porcentaje de aire teórico} = \frac{5,57(100)}{5,0} = 111 \text{ por } 100$$

o lo que es lo mismo, el porcentaje de aire en exceso es del 11 por 100.

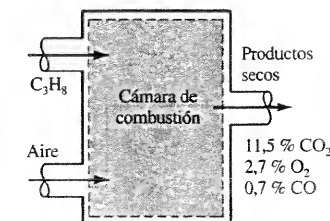


Figura 13.4. Esquema y datos del Ejemplo 13.4.

EJEMPLO 13.5

Un combustible hidrocarbonado desconocido C_xH_y reacciona con aire seco. Se realiza un análisis de Orsat a los gases producto, obteniéndose el siguiente resultado: 12,1 por 100 de CO_2 , 3,8 por 100 de O_2 y 0,9 por 100 de CO . Obténgase la ecuación química para la reacción real y la composición del combustible, la relación aire-combustible empleada durante el ensayo y el tanto por ciento de aire en exceso o defecto utilizado.

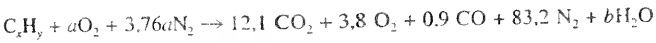
Solución

Datos. Un combustible hidrocarbonado C_xH_y reacciona con aire seco para dar unos productos cuyo análisis se muestra en Figura 13.5.

Incógnitas. La ecuación de la reacción y la composición del combustible, la relación aire-combustible utilizada y el porcentaje de exceso o defecto de aire empleado.

Modelo. Combustión incompleta; el nitrógeno es inerte.

Análisis. Los porcentajes de los tres gases del análisis de Orsat suman un 16,8 por 100. Si se supone que el gas que queda en la muestra seca es el nitrógeno, el porcentaje en volumen del nitrógeno debe ser el 83,2 por 100. Sobre la base de 100 mol de gases producto secos, la ecuación química general se escribe



En realidad, la ecuación supone invertir la técnica utilizada en el ejemplo anterior. Básicamente, hay que preguntarse cuál es la composición inicial del combustible y qué relación aire-combustible se necesita para dar lugar a unos porcentajes conocidos de los gases producto. Las incógnitas x e y determinan la composición del combustible y el valor de a define la relación aire-combustible. Además, si se quiere saber la temperatura de rocío habrá que calcular el valor de b , que representa el número de moles de vapor de agua formados. El valor de a queda determinado por el balance de nitrógeno:

Balance de N_2 : $3,76a = 83,2$
 $a = 22,1$

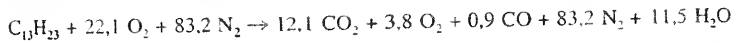
El balance de oxígeno permite obtener el número de moles de agua formados durante la reacción:

Balance de O : $2(22,1) = 2(12,1) + 2(3,8) + 0,9 + b$
 $b = 11,5$

Ahora se pueden aplicar los balances de carbono e hidrógeno para obtener los valores de x e y :

Balance de C : $x = 12,1 + 0,9 = 13,0$
Balance de H : $y = 2b = 2(11,5) = 23,0$

Sabiendo ya los valores de las cantidades desconocidas inicialmente, puede escribirse ahora la reacción química como



El hecho de que los valores de x e y hayan resultado ser números enteros carece de significado, ya que se tiene una precisión de tres dígitos. Generalmente, los valores de x e y en problemas análogos de este tipo no son números enteros. Además, no debe pensarse que la fórmula $C_{13}H_{23}$ corresponde a una única especie química, sino que se trata de una fórmula promedio de un combustible que probablemente contiene un gran número de compuestos distintos.

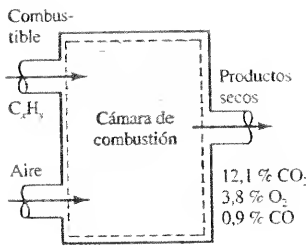
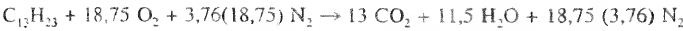


Figura 13.5. Esquema y datos del Ejemplo 13.5.

La relación aire-combustible se puede calcular a partir de la ecuación anterior ajustada. Como se han empleado 105,3 mol de aire por cada mol de combustible

$$AC = \frac{105,3 \text{ kmol aire}}{1 \text{ kmol combustible}} \times \frac{29 \text{ kg aire}}{1 \text{ kmol aire}} \times \frac{1 \text{ kmol combustible}}{179 \text{ kg combustible}} = 17,1 \text{ kg aire/kg combustible (o lb}_m \text{ aire/lb}_m \text{ combustible)}$$

(Nótese que la relación aire-combustible es la misma, tanto si el análisis se hace en unidades SI como si se hace en unidades USCS.) Por último, se puede obtener el exceso o defecto de aire calculando primero el valor estequiométrico de AC para este combustible. La ecuación química para la combustión del $C_{13}H_{23}$ con el aire estequiométrico es



Como se necesitan 18,75 mol de O_2 y en realidad se han utilizado 22,1 mol, el porcentaje de aire en exceso empleado durante el ensayo es

$$\text{Porcentaje de exceso} = \frac{22,1 - 18,75}{18,75} (100) = 18 \text{ por } 100$$

El estudio anterior ha versado sobre la química de los sistemas reactivos en función de consideraciones teóricas y reales. Se ha revisado la terminología utilizada en los estudios de ingeniería sobre sistemas reactivos. La presentación se ha basado principalmente en el principio de conservación de las especies atómicas durante las reacciones químicas. Se está ahora en situación de tratar los sistemas reactivos a la luz del principio de conservación de la energía.

13.3. ENTALPÍA DE FORMACIÓN

La aplicación del principio de conservación de la energía a los sistemas reactivos requiere una ampliación de las ideas presentadas con anterioridad para los sistemas de composición fija. Los estudios de ingeniería sobre sistemas reactivos van dirigidos generalmente a procesos en régimen estacionario. La ecuación de la energía para un sistema de flujo químicamente reactivo es

$$\dot{Q} + \dot{W} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i(\bar{h} + e_c + e_p)_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i(\bar{h} + e_c + e_p)_i \quad [13.2]$$

donde \bar{h}_i es la entalpía molar a una temperatura y presión dadas, y \dot{N}_i el flujo molar de un producto o reactante cualquiera.

El cálculo de los valores de \bar{h}_i que aparecen en la Ecuación [13.2] introduce una dificultad exclusiva de los sistemas reactivos. En los Capítulos 3 y 4 se han dado los métodos para evaluar la entalpía de un gas ideal o de un gas real. Una manera común de presentar estos datos es en forma de tablas. El Apéndice contiene muchas tablas de datos termodinámicos de gases ideales y reales. Recuérdese, sin embargo, que los valores de \bar{h} de estas tablas dependen de la elección del estado de referencia. Los datos de gas ideal, por ejemplo, están basados de una manera arbitraria en el valor cero de la entalpía a la temperatura del cero absoluto. Los datos del vapor de agua, sin embargo, se basan en un valor cero de referencia para el líquido saturado en el punto triple. En la literatura se pueden encontrar tablas de estas mismas sustancias con estados de referencia distintos a los mencionados anteriormente, puesto que se trata de una elección arbitraria por parte del autor de una tabla determinada. Como los estados de referencia son

completamente arbitrarios, se obtendrán valores distintos para los \bar{h}_i de la Ecuación [13.2] cuando se utilicen tablas basadas en estados de referencia diferentes. Es necesario buscar otra técnica de evaluación de la función entalpía que evite esta dificultad.

Introduciendo el concepto de entalpía de formación de una sustancia pura $\Delta\bar{h}_f$, se contabiliza de una manera consistente la variación de entalpía de un sistema químicamente reactivo.

La **entalpía de formación** se define como la variación de entalpía que tiene lugar cuando se forma un compuesto a partir de sus elementos estables a una temperatura dada y a una presión estándar de referencia especificada.

Esta variación de entalpía es igual a la energía liberada o absorbida durante el proceso de formación. En base molar, dicho proceso de formación se representa simbólicamente por

$$\Delta\bar{h}_f = \bar{h}_{\text{compuesto}} - \sum_i (v_i \bar{h}_i)_{\text{elementos estables}} \quad [13.3]$$

siendo de nuevo v_i el coeficiente estequiométrico del elemento dado. La entalpía de formación $\Delta\bar{h}_f$ se determina recurriendo a medidas experimentales o utilizando métodos de termodinámica estadística, que emplean datos espectroscópicos de las sustancias de interés.

En las Tablas A.23 y A.23I del Apéndice se recogen los datos de entalpía de formación de muchas sustancias comunes. Para unificar los datos de $\Delta\bar{h}_f$ se dan todos para un estado de 25 °C (298,15 K) o 77 °F (536,7 °R) y presión unidad. La presión unidad elegida en las tablas mencionadas es 1 atm. (En la literatura también aparecen datos a 1 bar.) La temperatura y la presión elegidas determinan un *estado de referencia estándar* para los datos termoquímicos. Las propiedades a la presión estándar se representan mediante el superíndice ⁰. Un gas a esta presión de referencia estándar se toma además como gas ideal. Por tanto, los valores molares de las entalpías de formación de las Tablas A.23 y A.23I se representan por $\Delta\bar{h}_f^0$. El convenio de signos para los valores de $\Delta\bar{h}_f^0$ es el mismo que para Q y W . Cuando se cede energía en la formación de un compuesto a partir de sus elementos estables, el valor de $\Delta\bar{h}_f^0$ es negativo. Por ejemplo, con respecto a la Figura 13.6, si el $\text{H}_2(\text{g})$ y el $\text{O}_2(\text{g})$ reaccionan en un sistema que funciona en régimen estacionario a 25 °C, será necesario extraer 241.820 kJ/kmol de vapor de agua formado para mantener constante la temperatura. Por tanto, la entalpía de formación del agua en fase gaseosa se registra como -241.820 kJ/kmol.

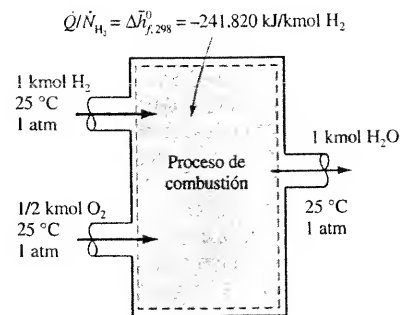


Figura 13.6. Ilustración sobre la entalpía de formación del agua.

Si se reordena la Ecuación [13.3], ocurre que en el estado de referencia estándar

$$\bar{h}_{\text{compuesto, ref}} = \Delta\bar{h}_{f,298}^0 + \sum_i (v_i \bar{h}_i)_{\text{elementos estables, ref}} \quad [13.4]$$

Esta ecuación relaciona la entalpía de un compuesto con su entalpía de formación y las entalpías de los elementos a partir de los que se ha formado, todas ellas en el estado de referencia estándar. Los valores de entalpía de las sustancias reactivas se establecen del modo siguiente.

Por *convenio*, la entalpía de todos los *elementos estables* en el estado de referencia estándar de 1 atm y 25 °C se toma igual a *cero*.

El término «elemento estable» debe tomarse en sentido estricto. Las formas estables de elementos como el hidrógeno, el nitrógeno y el oxígeno, por ejemplo, a 1 atm y 25 °C son H_2 , N_2 y O_2 , respectivamente. Sin embargo, la forma estable del carbono en esas mismas condiciones es la de grafito sólido, $\text{C}(\text{s})$, y no la de diamante. Nótese también que la entalpía de formación de cualquier *elemento estable* a cualquier temperatura, tal como se ha definido aquélla, tiene valor cero. Por ejemplo, el valor de la entalpía de formación de la forma estable del oxígeno, O_2 , se da igual a cero en las Tablas A.23 y A.23I. Adviértase, sin embargo, que en esas tablas la entalpía de formación de la forma inestable del oxígeno (la especie monoatómica, O) tiene un valor de entalpía de formación distinto de cero.

Basándose en el análisis anterior, la Ecuación [13.4] puede escribirse ahora como

$$\bar{h}_{\text{compuesto}}(\text{a } 25^\circ\text{C y } 1 \text{ atm}) = \Delta\bar{h}_{f,298}^0 = \Delta\bar{h}_{f,537}^0 \quad [13.5]$$

Así, la entalpía de un compuesto cualquiera (o de un elemento inestable) a 298 K (537 °R) y 1 atm es igual a su entalpía de formación en ese estado, mientras que la entalpía de los elementos estables en ese mismo estado es igual a cero. Obsérvese que las tablas del Apéndice presentan los valores de $\Delta\bar{h}_f^0$ para una fase en particular de una sustancia dada. La diferencia entre las entalpías de formación en las fases líquida y gaseosa puede aproximarse con bastante exactitud por la entalpía de vaporización \bar{h}_{fg} a esa temperatura. Así, para convertir los datos, se aplica la relación

$$\Delta\bar{h}_f^0(\text{fase gaseosa}) \approx \Delta\bar{h}_f^0(\text{fase líquida}) + \bar{h}_{fg} \quad [13.6]$$

(Nótese que cuando se vaporiza una sustancia a la temperatura de referencia estándar de 298 K, la presión de saturación no será, por lo general, la presión estándar de 1 atm. Sin embargo, las correcciones adicionales a las entalpías de las fases vapor y líquida debidas a esta diferencia de presión son muy pequeñas y pueden despreciarse.)

El último paso consiste en evaluar la entalpía de una sustancia pura a una temperatura T y una presión P dadas, diferentes de las del estado de referencia estándar. Para conseguir esto hay que sumar al valor dado por la Ecuación [13.5] la variación de entalpía entre el estado de referencia a 25 °C y 1 atm y el estado especificado. Esto es

$$\bar{h}_{i,T,P} = \Delta\bar{h}_{f,298,i}^0 + (\bar{h}_{T,P} - \bar{h}_{298\text{ K}, 1 \text{ atm}})_i \quad [13.7a]$$

Esta última contribución, llamada frecuentemente variación de entalpía *sensible*, se obtiene aplicando los métodos estudiados en los Capítulos 3 y 4. Si se limita el estudio a las mezclas reactivas de gases ideales, la entalpía de cada gas es inde-

pendiente de la presión. En este caso, la entalpía $\bar{h}_{i,T}$ de un gas ideal a la temperatura T viene dada por

$$\bar{h}_{i,T} = \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 + (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \quad \text{gas ideal} \quad [13.7b]$$

siendo \bar{h}_T la entalpía a la temperatura T dada y \bar{h}_{298} la entalpía a la temperatura de referencia de 298 K (537 °R). Si no se dispone de datos tabulados para evaluar el último término de la Ecuación [13.7b] hay que calcular la variación de entalpía $(\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i$ de un gas ideal a partir de la integral de $\bar{c}_{p,0} dT$. Así, la entalpía de una sustancia pura cualquiera se compone de dos partes, la asociada con su formación a partir de sus elementos estables en un estado de referencia y la ligada a un cambio de estado a composición constante.

13.4. ANÁLISIS ENERGÉTICO DE MEZCLAS REACTIVAS EN RÉGIMEN ESTACIONARIO

Si se combina la entalpía definida en la Ecuación [13.7a] con la Ecuación [13.2], el balance de energía aplicado a sistemas químicamente reactivos en régimen estacionario, referido a la unidad de tiempo, se convierte en

$$\dot{Q} + \dot{W} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \underbrace{(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \Delta \bar{h})_i}_{\bar{h}_{i,T,P}} - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \underbrace{(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \Delta \bar{h})_i}_{\bar{h}_{i,T,P}} \quad [13.8]$$

donde $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ representa la entalpía de formación a la temperatura y presión estándar y $\Delta \bar{h} = \bar{h}_{T,P} - \bar{h}_{298,1 \text{ atm}}$ es la variación de entalpía sensible. Tal como se ha hecho en la ecuación anterior, en muchas aplicaciones pueden despreciarse las variaciones de las energías cinética y potencial de las corrientes fluidas. Los valores numéricos de \dot{Q} y \dot{W} pueden ser, en general, positivos o negativos, dependiendo del sentido del flujo de energía en la frontera del sistema. En muchos procesos de combustión no hay trabajo y se tiene que $\dot{W} = 0$. En estas condiciones, las reacciones químicas isotermas en las que se cede calor reciben el nombre de *exotérmicas*, y aquellas en las que se absorbe se llaman *endotérmicas*.

Para estudiar los procesos de combustión, con frecuencia resulta útil disponer de la Ecuación [13.8] expresada en base molar. Como los cálculos en combustión se suelen basar en la cantidad de combustible que está presente, es habitual reescribir la Ecuación [13.8] en función del flujo molar de combustible

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} \left(\frac{\dot{N}_i}{\dot{N}_{\text{comb}}} \right) (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \Delta \bar{h})_i - \sum_{\text{reac}} \left(\frac{\dot{N}_i}{\dot{N}_{\text{comb}}} \right) (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \Delta \bar{h})_i \right] \quad [13.9a]$$

Esta ecuación se puede escribir de una forma más compacta, definiendo un nuevo símbolo para los cocientes de flujos molares y empleando el símbolo estándar para la entalpía de un compuesto. Una vez hecho esto, la Ecuación [13.9a] se convierte en

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i \right] \quad [13.9b]$$

donde

$n_i = \dot{N}_i / \dot{N}_{\text{comb}}$ es el cociente entre el flujo molar del componente i que entra o sale del sistema y el flujo molar de combustible, y

$\bar{h}_i = (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \Delta \bar{h})_i$ es la entalpía del componente i calculada con respecto a la entalpía de los elementos estables en el estado de referencia estándar (25 °C y 1 atm).

Los valores numéricos de n_i son los coeficientes de una reacción química ajustada escrita para un mol de combustible en la que aparecen todos los compuestos que entran y salen del sistema; por tanto, n_{comb} siempre es igual a la unidad. A veces resulta útil hablar de la entalpía de los reactantes y de los productos. Se puede hacer esto reescribiendo la Ecuación [13.9b] como

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{N}_{\text{comb}} [\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}}] \quad [13.9c]$$

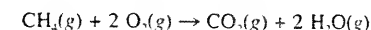
donde $\bar{h}_{\text{prod}} = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i$ es la entalpía de los productos (los compuestos que salen del sistema) por mol de combustible, y $\bar{h}_{\text{reac}} = \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i$ es la entalpía de los reactantes (los compuestos que entran al sistema) por mol de combustible.

Con frecuencia se puede despreciar la influencia de la presión sobre la entalpía en *gases a presiones bajas*, y los gases se modelan como ideales. En estas condiciones, la Ecuación [13.9] se escribe como

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \right] \quad [13.10]$$

siendo \bar{h}_T la entalpía del gas ideal a la temperatura T dada, y \bar{h}_{298} la entalpía del gas ideal a la temperatura de referencia de 298 K (537 °R).

La combustión de metano con la cantidad estequiométrica de oxígeno viene dada por la reacción química



donde el símbolo (g) tras la fórmula del compuesto significa fase gaseosa. Obténgase el calor transferido por kmol de combustible si la reacción transcurre a 1 atm y 25 °C.

Solución

Datos. Combustión de metano con el aire estequiométrico, según se ilustra en la Figura 13.7.

Incógnitas. $\dot{Q} / \dot{N}_{\text{CH}_4}$ en kJ/kmol CH_4 .

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; combustión completa; gases ideales; $\dot{W} = 0$.

Análisis. La ecuación de la energía para un proceso de combustión en régimen estacionario es

$$\dot{Q} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{h}_i$$

donde $\bar{h}_i = \Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ para un gas ideal. En este caso particular, la variación de entalpía sensible $\bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ es igual a cero para reactantes y productos, porque tanto la temperatura del estado inicial como la del estado final corresponden a la temperatura

EJEMPLO 13.6

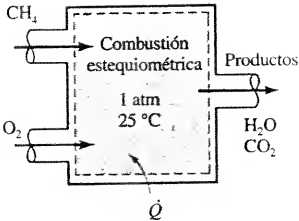


Figura 13.7. Esquema del Ejemplo 13.6.

estándar de referencia. Dividiendo el balance de energía por el flujo molar de metano y sabiendo que $\bar{h}_i = \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0$ en este caso, se tiene

$$\dot{Q}/\dot{N}_{CH_4} = n_{CO_2} \Delta \bar{h}_{f,CO_2}^0 + n_{H_2O} \Delta \bar{h}_{f,H_2O}^0 - n_{CH_4} \Delta \bar{h}_{f,CH_4}^0 - n_{O_2} \Delta \bar{h}_{f,O_2}^0$$

siendo n el cociente entre el flujo molar del componente y el flujo molar de combustible. Los valores numéricos de n son los coeficientes de la reacción de combustión ajustada, escrita para 1 mol de combustible: $CH_4 + 2 O_2 \rightarrow CO_2 + 2 H_2O$. Sustituyendo estos valores y tomando los datos de entalpías de formación de la Tabla A.23 a 25 °C, se llega a

$$\dot{Q}/\dot{N}_{CH_4} = 1(-393.520) + 2(-241.820) - 1(-74.850) - 2(0) = -802.310 \text{ kJ/kmol } CH_4$$

Adviértase que el resultado anterior es independiente de la cantidad de oxidante suministrado a la reacción. Si se quema con aire, incluso en exceso, el oxígeno y el nitrógeno entran y salen a la temperatura estándar de referencia. Por tanto, el valor de $\bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ es cero para estas sustancias, independientemente de su cantidad.

La solución del ejemplo anterior ilustra un término denominado entalpía de reacción. La **entalpía de reacción** $\Delta \bar{h}_R$ se define como la variación de entalpía cuando una reacción tiene lugar a una temperatura y presión dadas. Los valores de la entalpía de reacción en el estado estándar de referencia se designan por $\Delta \bar{h}_R^0$. Por ejemplo, como se obtuvo en el Ejemplo 4.6, el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ del metano es -802.319 kJ/kmol . La entalpía de reacción de un proceso de combustión recibe el nombre de **entalpía de combustión** $\Delta \bar{h}_c$. El resultado del Ejemplo 13.6 anterior también es la entalpía de combustión del metano gaseoso a 25 °C. Estos valores se pueden medir experimentalmente cuando no se tienen datos de la entalpía de formación de un combustible. En el Apartado 13.7 se estudia esta técnica con mayor detalle.

EJEMPLO 13.7

Se quema metano gaseoso, inicialmente a 400 K, con un 50 por 100 de exceso de aire, que entra a 500 K en la cámara de combustión. La reacción, que transcurre a 1 atm, es completa, y la temperatura de los gases producto es igual a 1.800 K. Determinése el calor transferido hacia o desde la cámara de combustión, en kJ/kmol de combustible.

Solución

Datos. Metano gaseoso reacciona con aire en la cámara de combustión mostrada en la Figura 13.8.

Incógnitas. \dot{Q}/\dot{N}_{CH_4} en kJ/kmol de combustible.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; combustión completa; gases ideales; $\dot{W} = 0$.

Análisis. La transferencia de calor se obtiene a partir del balance de energía en régimen estacionario para una mezcla reactiva

$$\dot{Q} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{h}_i$$

donde $\bar{h}_i = \Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ para un gas ideal. Dividiendo entre el flujo molar de combustible se llega a

$$\dot{Q}/\dot{N}_{\text{comb}} = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i$$

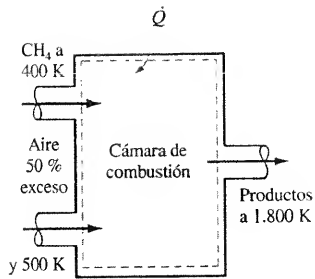
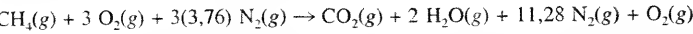


Figura 13.8. Esquema y datos del Ejemplo 13.7.

donde n_i es el cociente entre el flujo molar del componente i y el flujo molar de combustible. Lo primero que hay que determinar son los valores de n_i . La reacción para la combustión completa del metano con el 50 por 100 de exceso de aire es



Se ha indicado que el estado del agua en los productos es gaseoso, ya que la temperatura final se encuentra muy por encima de la temperatura de rocío del agua. Además, como la presión parcial del vapor de agua es tan sólo 132 mbar [$p_{\text{agua}} = (1,01325 \text{ bar})(2/15,8)$], se puede suponer que el vapor es un gas ideal junto con los otros gases producto.

Una vez que se han identificado los reactantes y los productos con sus valores de n , el balance de energía queda

$$\begin{aligned} \dot{Q}/\dot{N}_{CH_4} = & [1\bar{h}_{CO_2,3} + 2\bar{h}_{H_2O,3} + 11,28\bar{h}_{N_2,3} + 1\bar{h}_{CO_2,3}] - \\ & - [1\bar{h}_{CH_4,1} + 3\bar{h}_{O_2,2} + 11,28\bar{h}_{N_2,2}] \end{aligned}$$

La parte de la entalpía sensible, $\Delta \bar{h}_i$, se obtiene en las Tablas A.6 a A.10 para todos los gases excepto el metano, y los valores de entalpía de formación $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ se encuentran en la Tabla A.23. En este texto no se tienen datos tabulados que permitan calcular la variación de entalpía del metano entre 298 K y 400 K. Hay que obtener este valor integrando los datos de \bar{c}_p . En la Tabla A.3 del Apéndice se tiene una ecuación de \bar{c}_p del metano

$$\frac{\bar{c}_p}{R_u} = 3,826 - 3,979 \times 10^{-3}T + 24,558 \times 10^{-6}T^2 - 22,733 \times 10^{-9}T^3 + 6,963 \times 10^{-12}T^4$$

en la que T viene expresada en kelvin. El valor adecuado de R_u es $8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$. La variación de entalpía del metano entre 298 K y 400 K, utilizando la ecuación de \bar{c}_p anterior, omitiendo los pasos de la integración, es igual a

$$\begin{aligned} \Delta \bar{h}(CH_4) = & \int_{298}^{400} \bar{c}_p dT = \\ = & 8,314(390,25 - 141,64 + 307,27 - 100,67 + 10,99) = \\ = & 3.876 \text{ kJ/kmol } CH_4 \end{aligned}$$

Empleando los datos disponibles para calcular la entalpía de cada gas se obtienen los valores siguientes

Compuesto i	n_i	T (K)	$\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ (kJ/kmol)	$\bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ (kJ/kmol)	\bar{h}_i (kJ/kmol)
$CH_4(g)$	1	400	-74.870	3.876	-70.994
$O_2(g)$	3	500	0	14.770-8.682	6.088
$N_2(g)$	11,28	500	0	14.581-8.669	5.912
$CO_2(g)$	1	1.800	-393,520	88.806-9.364	-314.078
$H_2O(g)$	2	1.800	-241.820	72.513-9.904	-179.211
$N_2(g)$	11,28	1.800	0	57.651-8.669	48.982
$O_2(g)$	1	1.800	0	60.371-8.682	51.689

Sustituyendo estos valores en el balance de energía se llega a

$$\begin{aligned} \dot{Q}/\dot{N}_{CH_4} = & [1(-314.078) + 2(-179.211) + 11,28(48.982) + 1(51.689)] - \\ & - [1(-70.994) + 3(6.088) + 11,28(5.912)] = \\ = & \underbrace{[-68.294]}_{\bar{h}_{\text{prod}}} - \underbrace{[13.957]}_{\bar{h}_{\text{reac}}} = -82.251 \text{ kJ/kmol } CH_4 \end{aligned}$$

Comentario. En el Ejemplo 13.6 sobre la combustión estequiométrica del metano a 25 °C se ha visto que el calor cedido era igual a 802.290 kJ/kmol. Cuando hay aire en exceso y se calientan los productos hasta 1.800 K, como en este ejemplo, aproximadamente un 90 por 100 de la energía liberada a 25 °C se emplea en calentar los productos hasta 1.800 K.

EJEMPLO 13.8

En una cámara de combustión se pulveriza butano líquido (C₄H₁₀) a 25 °C. Además, se suministra un 400 por 100 del aire teórico, a una temperatura de entrada de 600 K. Los productos gaseosos de la combustión salen de la cámara a 1.100 K. Si se supone que la combustión es completa, determínese el calor transferido en kJ/kmol de combustible.

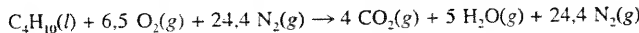
Solución

Datos. Combustión de butano líquido con el 400 por 100 del aire teórico, según se ilustra en la Figura 13.9.

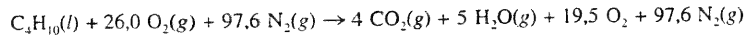
Incógnitas. $\dot{Q}/\dot{N}_{\text{comb}}$ en kJ/kmol de combustible.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; combustión completa; gases ideales; $\dot{W} = 0$.

Análisis. La reacción estequiométrica para el combustible en estudio es



Con el 400 por 100 del aire teórico, la reacción queda



El calor transferido se obtiene aplicando el balance de energía a la cámara de combustión, despreciando los efectos cinéticos y potenciales

$$\dot{Q} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{h}_i = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i \right]$$

donde $\bar{h} = \Delta \bar{h}_f^0_{298} + \bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ para los gases ideales. El valor de $\Delta \bar{h}_f^0_{298}$ del *n*-butano de la Tabla A.23 corresponde a la fase gaseosa. Para sustituirlo en el balance de energía anterior hay que corregir este valor con $h_{f,\text{li}}$, como se indica en la Ecuación [13.6]. El resto de los valores de entalpía necesarios se obtienen de las Tablas A.6 a A.10 del Apéndice. Utilizando estos datos y el valor de la entalpía de formación del *n*-butano corregido, se llega a

Compuesto <i>i</i>	<i>T</i> (K)	<i>n_i</i>	$\Delta \bar{h}_f^0_{298}$ (kJ/kmol)	$\bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ (kJ/kmol)	\bar{h}_i (kJ/kmol)
C ₄ H ₁₀ (l)	298	1	-126.150-21.060	0	-147.210
O ₂ (g)	600	26,0	0	17.929-8.682	9.247
N ₂ (g)	600	97,6	0	17.563-8.669	8.894
CO ₂ (g)	1.100	4	-393.520	48.258-9.364	-354.626
H ₂ O(g)	1.100	5	-241.820	40.071-9.904	-211.643
O ₂ (g)	1.100	19,5	0	34.899-8.682	26.217
N ₂ (g)	1.100	97,6	0	33.426-8.669	24.757

La sustitución de todos estos datos en el balance de energía da lugar a

$$\begin{aligned} \dot{Q}/\dot{N}_{\text{C}_4\text{H}_{10}} &= [4\bar{h}_{\text{CO}_2,3} + 5\bar{h}_{\text{H}_2\text{O},3} + 19,5\bar{h}_{\text{O}_2,3} + 97,6\bar{h}_{\text{N}_2,3}] - \\ &\quad - [1\bar{h}_{\text{C}_4\text{H}_{10},1} + 26,0\bar{h}_{\text{O}_2,2} + 97,6\bar{h}_{\text{N}_2,2}] = \\ &= [4(-354,626) + 5(-211,643) + 19,5(26,217) + 97,6(24,757)] - \\ &\quad - [1(-147,210) + 26,0(9,247) + 97,6(8,894)] = \\ &= -510.470 \text{ kJ/kmol C}_4\text{H}_{10} \end{aligned}$$

13.5. TEMPERATURA DE COMBUSTIÓN ADIABÁTICA

En ausencia de trabajo y sin variaciones apreciables de energía cinética en el sistema de flujo, la energía que se libera en una reacción química que transcurre en un reactor en régimen estacionario aparece de dos maneras: como transferencia de calor al entorno y como aumento de temperatura de los gases producto. Cuanto menor es el calor transferido, mayor es el aumento de temperatura. En el límite de funcionamiento adiabático del reactor es cuando se produce el mayor aumento de temperatura. En muchas aplicaciones de los sistemas reactivos en ingeniería, tales como la propulsión de cohetes y los ciclos de turbinas de gas, resulta deseable poder predecir la máxima temperatura que puede alcanzarse en los gases producto. A esta temperatura máxima se la conoce como *temperatura adiabática de llama* o como *temperatura de combustión adiabática* *T_{ca}* de la mezcla reactiva. Recurriendo a la Ecuación [13.10], se tiene que el balance de energía aplicado a una mezcla reactiva en régimen estacionario y condiciones adiabáticas queda

$$\sum_{\text{prod}} n_i (\Delta \bar{h}_f^0_{298} + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i = \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta \bar{h}_f^0_{298} + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \quad [13.11]$$

Como normalmente se conocen la temperatura inicial y la composición de los reactantes, el segundo miembro de la Ecuación [13.11] se puede calcular directamente.

Para lograr el máximo incremento de la temperatura de los productos, la reacción debe ser completa. Por tanto, también se conocen los coeficientes *n_i* de los productos a partir de la reacción. Por otra parte, de las tablas de datos termodinámicos se pueden obtener los valores de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de \bar{h}_{298} de los productos. Así que las únicas incógnitas de la Ecuación [13.11] son los valores de \bar{h}_T de cada uno de los gases producto a la temperatura de combustión adiabática desconocida. Como en el Apéndice, los valores de \bar{h}_T están tabulados frente a la temperatura, la solución de la Ecuación [13.11] se obtiene de forma iterativa. Es decir, hay que suponer una temperatura, para la que se obtienen las entalpías de los gases producto de las tablas respectivas. Si la temperatura que se ha supuesto es la correcta, los valores de los miembros izquierdo y derecho de la Ecuación [13.11] serán iguales. Si no es así, hay que probar con otra estimación de la temperatura final. (Este tipo de cálculo se realiza con rapidez y precisión en un ordenador, si se tiene acceso a los datos de las especies que intervienen en la reacción en función de la temperatura.) Las temperaturas dentro del intervalo de 2.300 a 2.500 K, o de 4.200 a 4.500 °R son habituales en la combustión adiabática de muchos hidrocarburos con la proporción de aire estequiométrica, cuando los reactivos están a 25 °C.

Normalmente, la estimación de la temperatura de combustión adiabática máxima, basada en las consideraciones anteriores, es conservativa. Es decir, el valor calculado será con frecuencia varios cientos de grados superior al medido. En la

práctica no se alcanza la temperatura de combustión calculada por varias causas. Primero, rara vez la combustión es completa. Segundo, las pérdidas de calor se pueden minimizar, pero no eliminar. Por último, como consecuencia de las altas temperaturas alcanzadas, algunos de los productos de la combustión se disocian en otras especies. Estas reacciones de disociación suelen ser endotérmicas y consumen parte de la energía liberada por la reacción en su conjunto. Los dos ejemplos siguientes ilustran los cálculos de temperatura de combustión adiabática.

EJEMPLO 13.9

En un proceso en régimen estacionario se quema butano líquido, que está a 25 °C, con el 400 por 100 del aire teórico a 600 K. Determinése la temperatura de combustión adiabática, en kelvin, suponiendo combustión completa.

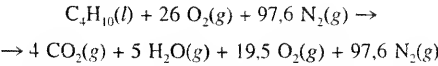
Solución

Datos. Combustión de butano líquido con el 400 por 100 del aire teórico, según el sistema de flujo estacionario de la Figura 13.10.

Incógnitas. Temperatura de combustión adiabática, en kelvin.

Modelo. Régimen estacionario; adiabático; combustión completa; gases ideales.

Análisis. La reacción en estudio es



Escribiendo el balance de energía en régimen estacionario para este proceso de combustión adiabática, y dividiendo por el flujo molar de combustible, se tiene

$$\sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i$$

$$1\bar{h}_{\text{C}_4\text{H}_{10},1} + 26\bar{h}_{\text{O}_2,2} + 97,6\bar{h}_{\text{N}_2,2} = 4\bar{h}_{\text{CO}_2,3} + 5\bar{h}_{\text{H}_2\text{O},3} + 19,5\bar{h}_{\text{O}_2,3} + 97,6\bar{h}_{\text{N}_2,3}$$

donde $\bar{h} = \Delta \bar{h}_{f,298}^\circ + \bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ para un gas ideal. Como se ha señalado en la exposición anterior a este ejemplo, se conocen todos los valores de los términos de la ecuación, excepto los de \bar{h}_T de los productos. No se conocen porque la temperatura final de los productos es desconocida. Sustituyendo los datos conocidos, tomados de las tablas del Apéndice, se obtiene

$$\begin{aligned} 1(-126.150 - 21.060) + 26(0 + 17.929 - 8.682) + 97,6(0 + 17.563 - 8.669) = \\ = 4(-393.520 + \bar{h}_{T,\text{CO}_2} - 9.364) + 5(-241.820 + \bar{h}_{T,\text{H}_2\text{O}} - 9.904) + \\ + 19,5(0 + \bar{h}_{T,\text{O}_2} - 8.682) + 97,6(0 + \bar{h}_{T,\text{N}_2} - 8.669) \end{aligned}$$

El valor de 21.060 del primer miembro de la ecuación anterior corresponde a la entalpía de vaporización del *n*-butano. Resolviendo en las entalpías a la temperatura de combustión adiabática, se tiene que

$$4\bar{h}_{T,\text{CO}_2} + 5\bar{h}_{T,\text{H}_2\text{O}} + 19,5\bar{h}_{T,\text{O}_2} + 97,6\bar{h}_{T,\text{N}_2} = 4.846.800 \text{ kJ/kmol}$$

Ahora se puede recurrir a una solución iterativa o a una de prueba y error. Se supone un valor para la temperatura de combustión adiabática, lo que permite buscar los valores correspondientes de \bar{h}_T de cada uno de los productos. Con estos valores se puede evaluar el primer miembro de la ecuación anterior. Puede que se necesiten varias estimaciones antes de obtener una solución aproximada.

Se consigue una convergencia de la temperatura correcta razonablemente rápida del modo siguiente. La ecuación de la reacción global indica que la mayor parte de los produc-

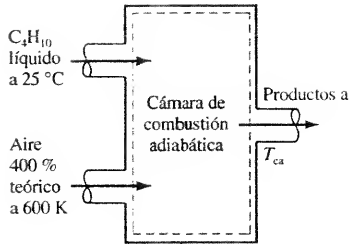


Figura 13.10. Esquema y datos del Ejemplo 13.9.

tos de la combustión es nitrógeno (un 77 por 100 en moles aproximadamente). Por tanto, en una primera aproximación se supone que todos los gases producto son nitrógeno. El balance energético queda reducido, en este caso, a

$$126,1\bar{h}_{T,\text{N}_2} = 4.846.800 \text{ kJ/kmol}$$

$$\bar{h}_{T,\text{N}_2} = 38.400 \text{ kJ/kmol}$$

Yendo a la Tabla A.6 se observa que este valor de entalpía corresponde aproximadamente a una temperatura de 1.240 K. Este valor resultará demasiado alto. Los verdaderos gases producto contienen CO₂, H₂O y O₂, además de N₂. Los gases triatómicos, CO₂ y H₂O, poseen una capacidad térmica específica media c_p , mayor que la del nitrógeno, en el intervalo de temperatura dado. Como consecuencia, absorben más energía por mol que el nitrógeno, para una determinada variación de temperatura. El efecto de la presencia de los gases triatómicos consiste en bajar la temperatura final con respecto a la que se predice trabajando sólo con el nitrógeno. En la tabla siguiente se resume el proceso de iteración en las proximidades de la solución final.

	1.200 K	1.220 K
$4\bar{h}_T(\text{CO}_2)$	215.400	219.900
$5\bar{h}_T(\text{H}_2\text{O})$	221.900	226.300
$19,5\bar{h}_T(\text{O}_2)$	749.700	763.700
$97,6\bar{h}_T(\text{N}_2)$	3.589.400	3.655.300
$\sum n_i \bar{h}_{T,i}$ prod	4.776.400	4.865.200

La suma de las entalpías de los productos de la combustión debe ser igual a 4.846.800 kJ/kmol. Los datos de la tabla anterior indican que la temperatura de combustión adiabática T_{ca} está próxima a 1.215 K.

Obténgase la temperatura de combustión adiabática para la reacción de butano líquido (C₄H₁₀) con el aire teórico necesario, si todos los reactantes entran a 25 °C a la cámara de combustión en régimen estacionario. Supóngase combustión completa.

Solución

Datos. Combustión adiabática de butano líquido con el aire estequiométrico, como se indica en la Figura 13.11.

Incógnitas. Temperatura de combustión adiabática, en kelvin.

Modelo. Combustión completa, estequiométrica, adiabática y en régimen estacionario; gases ideales.

Análisis. La reacción es



Escribiendo el balance de energía en régimen estacionario para este proceso de combustión adiabática y dividiendo por el flujo molar de combustible, se tiene

$$\sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i$$

$$1\bar{h}_{\text{C}_4\text{H}_{10}} + 6,5\bar{h}_{\text{O}_2} + 24,4\bar{h}_{\text{N}_2} = 4\bar{h}_{\text{CO}_2} + 5\bar{h}_{\text{H}_2\text{O}} + 24,4\bar{h}_{\text{N}_2}$$

EJEMPLO 13.10

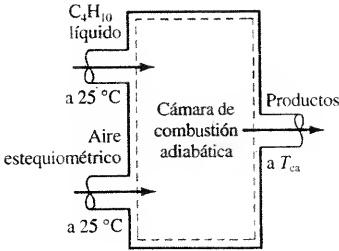


Figura 13.11. Esquema y datos del Ejemplo 13.10.

donde $\bar{h} = \Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298}$ para un gas ideal. En este caso, los únicos términos correspondientes a los reactantes son los de $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ y la entalpía de vaporización del butano. Sustituyendo los datos de las tablas, se llega a

$$1(-126.150 - 21.060) = 4(-393.520 + \bar{h}_{T,\text{CO}_2} - 9.364) + 5(-241.820 + \bar{h}_{T,\text{H}_2\text{O}} - 9.904) + 24,4(\bar{h}_{T,\text{N}_2} - 8.669)$$

Por tanto

$$4\bar{h}_{T,\text{CO}_2} + 5\bar{h}_{T,\text{H}_2\text{O}} + 24,4\bar{h}_{T,\text{N}_2} = 2.934.500 \text{ kJ/kmol}$$

Con el fin de acortar el proceso de iteración, se supone de nuevo que todos los productos son nitrógeno. Esto conduce a la siguiente aproximación

$$\bar{h}_{T,\text{N}_2} = \frac{2.934.500}{33,4} = 87.860 \text{ kJ/kmol}$$

Leyendo en la Tabla A.6 del nitrógeno se observa que la temperatura correspondiente a esta entalpía se encuentra entre 2.600 K y 2.650 K. La temperatura real debe encontrarse por debajo de este valor. A continuación se ofrece un resumen de algunos cálculos realizados para valores cercanos a la solución final

	2.350 K	2.400 K
$4\bar{h}_T(\text{CO}_2)$	488.400	500.600
$5\bar{h}_T(\text{H}_2\text{O})$	504.200	517.500
$24,4\bar{h}_T(\text{O}_2)$	1.890.900	1.935.400
$\sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_{Ti}$	2.883.500	2.935.500

Como la suma de las entalpías de los productos debe ser igual a 2.934.500 kJ, la tabla anterior indica que la temperatura de combustión adiabática se halla muy próxima a 2.400 K.

Comentario. Es interesante comparar el resultado anterior con el obtenido en el Ejemplo 13.9. Aun cuando en ese caso el aire está precalentado hasta 600 K, la temperatura de combustión adiabática, habiendo empleado un 400 por 100 del aire teórico, sólo es de unos 1.220 K, aproximadamente. Este resultado es unos 1.200 grados menor que el valor para la combustión estequiométrica. En el ejemplo original, el nitrógeno y el oxígeno en exceso suponen un gran sumidero para la energía liberada en la reacción. La presencia de este exceso de gas disminuye notablemente la temperatura de la combustión.

13.6. ANÁLISIS TERMOQUÍMICO A VOLUMEN CONSTANTE

Cuando una reacción química tiene lugar en un sistema cerrado a volumen constante, el balance de energía general es

$$Q = \Delta U = U_{\text{prod}} - U_{\text{reac}} = \sum_{\text{prod}} N_i \bar{u}_i - \sum_{\text{reac}} N_i \bar{u}_i \tag{13.12}$$

La energía interna específica \bar{u}_i de un componente cualquiera está relacionada con su entalpía específica \bar{h}_i recordando que $\bar{u} \equiv \bar{h} - P\bar{v}$. Haciendo uso de esta definición y de la Ecuación [13.8b] para \bar{h}_i , se encuentra que

$$\bar{u}_{i,T} = \bar{h}_{i,T} - (P\bar{v})_{i,T} = [\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - (P\bar{v})_T]_i \tag{13.13}$$

Además, se puede sustituir la variación de entalpía sensible dada por $\bar{h}_T - \bar{h}_{298}$, por la definición que relaciona \bar{h} con \bar{u} . Esto conduce a una segunda expresión de \bar{u}_i , que es

$$\begin{aligned} \bar{u}_{i,T} &= [\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298} + (P\bar{v})_T - (P\bar{v})_{298} - (P\bar{v})_T]_i = \\ &= [\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298} - (P\bar{v})_{298}]_i \end{aligned} \tag{13.14}$$

Sustituyendo la Ecuación [13.14] en la Ecuación [13.12] se obtiene una expresión para el calor transferido a volumen constante

$$\begin{aligned} Q &= \sum_{\text{prod}} N_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 - \sum_{\text{reac}} N_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 + \sum_{\text{prod}} N_i (\bar{u}_T - \bar{u}_{298}) - \\ &\quad - \sum_{\text{reac}} N_i (\bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \sum_{\text{prod}} N_i (P\bar{v})_{i,298} + \sum_{\text{reac}} N_i (P\bar{v})_{i,298} \end{aligned} \tag{13.15}$$

Además, en una reacción química el volumen específico de los componentes sólidos y líquidos es generalmente despreciable frente al volumen específico ocupado por los componentes gaseosos. Por tanto, en los sumatorios de la expresión anterior donde aparecen términos $P\bar{v}$, sólo es necesario tener en cuenta las sustancias gaseosas.

Por otra parte, si se supone que todos los componentes gaseosos son gases ideales, se puede sustituir el producto $P\bar{v}$ por $R_u T$. Como resultado, el balance energético para el proceso anterior a *volumen constante* se puede escribir de la forma siguiente

$$\begin{aligned} Q &= \sum_{\text{prod}} N_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \\ &\quad - \sum_{\text{reac}} N_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \Delta N R_u T_{298} \end{aligned} \tag{13.16}$$

donde ΔN representa en esta última ecuación los moles de productos gaseosos menos los de reactantes gaseosos. En general, ΔN puede ser positivo, negativo o cero. Las dos ecuaciones anteriores son igualmente válidas en unidades del sistema USCS, si se sustituyen los datos a 298 K por valores a 537 °R.

En un reactor a volumen constante reacciona por completo monóxido de carbono con un 200 por 100 del aire teórico, siendo la temperatura inicial 25 °C. Al cabo de un cierto tiempo se mide la temperatura del gas, que resulta ser de 1.200 K. Obténgase el calor transferido en el proceso, en kJ/kmol de monóxido de carbono.

Solución

Datos. Reacción del monóxido de carbono con un 200 por 100 del aire teórico en el reactor de volumen constante mostrado en la Figura 13.12.

EJEMPLO 13.11

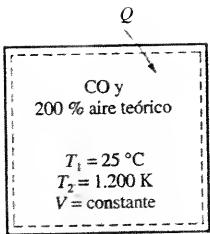
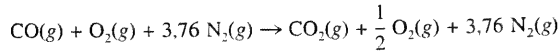


Figura 13.12. Esquema y datos del Ejemplo 13.11.

Incógnitas. Q/N_{CO} , en kJ/kmol de CO, mediante la Ecuación [13.16].

Modelo. Volumen constante, sistema cerrado; gases ideales.

Análisis. La reacción química global viene dada por



El calor transferido se obtiene aplicando el balance de energía a una reacción en un sistema cerrado a volumen constante

$$Q = \sum_{\text{prod}} N_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} N_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \Delta N R_u T_{298}$$

Suponiendo 1 kmol de CO y sustituyendo en la expresión anterior los datos necesarios, tomados del Apéndice, se tiene que

$$Q = 1(-393.520) + 43.871 - 6.885 + \frac{1}{2}(0 + 28.469 - 6.203) + 3,76(0 + 26.799 - 6.190) - 1(-110.520 + 0) - 1(0) - 3,76(0) - (-0,5)(8,314)(298) = -156.110 \text{ kJ por kmol CO}$$

Cuando las reacciones químicas tienen lugar en condiciones adiabáticas y de volumen constante, no sólo se alcanzan temperaturas elevadas, sino que generalmente también se tienen presiones altas. Es de interés práctico estimar las máximas presiones posibles que pueden alcanzarse. Esto ocurrirá teóricamente en condiciones adiabáticas, a la vez que se alcanza la temperatura de combustión adiabática. Desde un punto de vista más práctico, el calor se debe liberar de forma casi instantánea, y habrán de alcanzarse las condiciones de equilibrio interno. Estos criterios se supondrán válidos a la hora de realizar los cálculos. Esto lleva a un límite superior, de verdadero interés e importancia. En estas circunstancias se desprecian los efectos debidos a la disociación a estas altas temperaturas.

En general, se presentan dos métodos de cálculo. Uno requiere conocer el volumen inicial; el otro, información sobre la presión inicial del sistema. Para simplificar ambos métodos se supone que los gases tienen comportamiento ideal. Si se aplica la ecuación del gas ideal a los gases producto de una reacción química cuyo volumen V es conocido, la presión final P_f viene dada por

$$P_f = \frac{N_f R_u T_f}{V} \quad [13.17]$$

donde N_f , el número total de moles de productos gaseosos, puede calcularse de la ecuación que representa la reacción. La temperatura de combustión adiabática T_{ca} puede calcularse utilizando los métodos señalados anteriormente.

En el segundo método se aplica la ecuación del gas ideal a los estados inicial y final, de modo que

$$P_f = P_i \frac{N_f T_f}{N_i T_i} \quad [13.18]$$

En este caso, los valores de N se obtienen de la reacción estequiométrica, mientras que T_{ca} es la temperatura de combustión adiabática. La presión inicial P_i debe medirse igualmente en el interior de la cámara de ensayo.

EJEMPLO 13.12

Se colocan 2,5 g de benceno líquido (C_6H_6) en una cámara de ensayo de volumen constante. La temperatura inicial del combustible y del oxidante es 25 °C. Si el combustible se quema con un 20 por 100 de exceso de aire y la reacción es completa, determínese la presión máxima en la cámara, en bar, si (a) el volumen de la cámara es 0,030 m³, y (b) la presión inicial P_i es 1,0 bar.

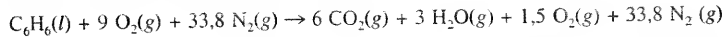
Solución

Datos. Se quema benceno líquido con un 20 por 100 de exceso de aire en una cámara a volumen constante, como se indica en la Figura 13.13.

Incógnitas. Presión máxima, en bar, si (a) $V = 0,030 \text{ m}^3$, y (b) $P_i = 1,0 \text{ bar}$.

Modelo. Sistema cerrado, volumen constante: proceso adiabático; gases ideales.

Análisis. La ecuación de la reacción es



Antes de obtener la presión máxima hay que calcular la temperatura final máxima que puede alcanzarse. En este caso, el valor de Q del balance de energía de un sistema cerrado a volumen constante

$$Q = \sum_{\text{prod}} N_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} N_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \Delta N R_u T_{298}$$

se iguala a cero y se resuelve por iteración en la temperatura. Hay que efectuar una corrección antes de sustituir los valores apropiados en esta ecuación. En la Tabla A.23 se recoge la entalpía de formación del benceno en fase gaseosa, pero el benceno interviene en esta reacción en estado líquido. En la misma tabla se tiene la entalpía de vaporización, igual a 33.830 kJ/kmol. La entalpía de formación se debe disminuir en esta cantidad para sustituirla en el balance de energía. El balance de energía se planteará para 1 kmol de benceno. Se sustituyen ahora el resto de los valores, tomados del Apéndice, en el balance de energía, de modo que

$$0 = 6(-393.520 + \bar{u}_{T,CO_2} - 6.885) + 3(-241.810 + \bar{u}_{T,H_2O} - 7.425) + 1,5(0 + \bar{u}_{T,H_2O} - 6.203) + 33,8(0 + \bar{u}_{T,N_2} - 6.190) - 1(82.930 - 33.830 + 0) - 9(0) - 33,8(0) - 1,5(8,314)(298)$$

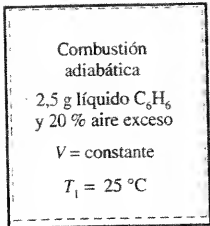
Agrupando en las magnitudes que se desconocen, el balance de energía se escribe como

$$6\bar{u}_{T,CO_2} + 3\bar{u}_{T,H_2O} + 1,5\bar{u}_{T,O_2} + 33,8\bar{u}_{T,N_2} = 3.421.500 \text{ kJ}$$

Se debe encontrar una temperatura que satisfaga la ecuación anterior. A continuación se resumen los resultados del proceso de iteración

	2.650 K	2.700 K
$3\bar{u}(H_2O)$	284.870	291.800
$6\bar{u}(CO_2)$	711.000	727.030
$1,5\bar{u}(O_2)$	106.320	108.650
$33,8\bar{u}(N_2)$	2.246.180	2.294.340
$\sum N_i \bar{u}$ (prod)	3.348.370	3.421.820

Los resultados de la tabla indican que la temperatura máxima de la combustión es prácticamente 2.700 K.



(a) $V = 0,030 \text{ m}^3$
(b) $P_i = 1 \text{ bar}$

Figura 13.13. Esquema y datos del Ejemplo 13.12.

(a) Por último, queda determinar N_p , el número de kilomoles de productos gaseosos en el equilibrio. Según la reacción, se forman 44,3 mol de productos gaseosos por cada mol de benceno. La cantidad inicial de 2,5 g de benceno es equivalente a $3,21 \times 10^{-5}$ kmol. El número de kilomoles de productos gaseosos es entonces $44,3(3,21 \times 10^{-5}) = 0,00142$ kmol. Por tanto, la presión máxima de la combustión es

$$P_f = \frac{N_f R_u T_f}{V} = \frac{0,00142(0,08314)(2.700)}{0,030} = 10,6 \text{ bar}$$

(b) Del apartado a se conocen los datos siguientes: $N_f/N_f = 42,8/44,3$, $T_i = 298 \text{ K}$, $T_{ca} = 2.700 \text{ K}$. Además, $P_i = 1,0 \text{ bar}$. Por tanto

$$P_f = P_i \frac{N_f T_f}{N_i T_i} = \frac{1,0(44,3)(2.700)}{42,8(298)} = 9,38 \text{ bar}$$

Comentario. Las soluciones de los apartados a y b son distintas, debido a que algunos de los datos PvT son diferentes para cada uno de los dos casos.

13.7. ENTALPÍA DE REACCIÓN Y PODERES CALORÍFICOS

En apartados anteriores de este capítulo se ha presentado el análisis energético de sustancias reaccionantes en sistemas de volumen constante o en sistemas de flujo estacionario. La única información termodinámica que se necesita en cualquiera de estos tipos de sistemas son los datos de entalpías de formación y entalpías sensibles, o los valores de las energías internas de cada sustancia. En la práctica, sin embargo, hay algunas situaciones en las que no se conoce la entalpía de formación de un determinado combustible. Por ejemplo, un combustible derivado del petróleo puede contener docenas de compuestos, y puede ser desconocido su análisis molar exacto. Análogamente, los combustibles sólidos como el carbón tienen composición variable, dependiendo de la mina que lo suministre. Además, el carbón no se considera una mezcla de varios compuestos, sino más bien una sustancia representada por una determinada composición química global. Dicha composición se expresa generalmente como un análisis gravimétrico denominado *análisis elemental cuantitativo*. Dicho análisis da el contenido de carbono, hidrógeno, oxígeno, nitrógeno y azufre de una muestra en particular. Además, se indica el contenido de humedad (agua) y cenizas del carbón. En la Tabla 13.1 se recoge el análisis elemental cuantitativo de algunos carbones típicos de los Estados Unidos.

Debido a la gran variedad de composiciones químicas que pueden tener los combustibles derivados del petróleo y los carbones, el concepto de entalpía de formación no resulta útil en estos casos. Cuando se efectúa un análisis energético de la combustión de estos combustibles hay que utilizar otro método. Para sustituir los datos de entalpía de formación se realizan experimentos con los combustibles para determinar su entalpía de reacción o poder calorífico. Los combustibles sólidos y líquidos se prueban generalmente en un sistema de volumen constante conocido como bomba calorimétrica, mientras que los gaseosos se estudian en sistemas en régimen estacionario, como el calorímetro de flujo. En cualquiera de los casos, se quema por completo un combustible, de tal manera que los productos al final tengan la misma temperatura que los reactantes al principio. Se mide con precisión el calor que es necesario transferir por unidad de masa de combustible. Este calor transferido en el calorímetro de flujo por mol de combustible es la entalpía de reacción $\Delta \bar{h}_{R,T}$ del Apartado 13.4. Como se ha seña-

Tabla 13.1. Análisis elemental cuantitativo de carbones característicos de Estados Unidos, considerando la humedad y las cenizas, en tanto por ciento en masa

Tipo (categoría)	Estado	Cenizas	S	H	C	N	O	H ₂ O	Poder calorífico*	
									Btu/lb _m	kJ/kg
Antracita	PA	10,7	0,5	1,7	81,6	0,6	0,8	4,1	12.590	29.290
Bituminoso	WV	5,1	0,7	5,2	78,8	1,6	5,8	2,8	13.980	32.520
	IL	8,1	0,9	4,0	68,5	1,1	7,6	9,8	12.015	27.950
	IN	5,6	1,1	4,4	66,0	1,5	7,9	13,5	11.788	27.420
Subbituminoso	WY	6,2	0,4	4,4	60,6	1,0	15,4	12,0	10.640	24.750
Lignito	SD	8,2	2,2	2,2	38,0	0,5	9,6	39,2	6.307	14.670

* El poder calorífico que se da es el poder calorífico superior a 25 °C (77 °F).

lado anteriormente, se suele proporcionar el dato para el estado de referencia estándar de 298 K (537 °R) y 1 atm, por lo que se representa por $\Delta \bar{h}_{R,298}^0$ o $\Delta \bar{h}_{R,537}^0$. Si se aplica la Ecuación [13.9] a una reacción en un calorímetro en régimen estacionario a 298 K (537 °R) y se aplica la definición de entalpía de reacción en el estado de referencia estándar, se tiene

$$\dot{Q} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 - \sum_{\text{reac}} n_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 \right] = \dot{N}_{\text{comb}} \Delta \bar{h}_{R,298}^0$$

donde $n_i = v_i$, porque la reacción es completa. Resolviendo en la entalpía de la reacción a 298 K (537 °R) y 1 atm, se tiene ahora

$$\Delta \bar{h}_{R,298}^0 = \frac{\dot{Q}}{\dot{N}_{\text{comb}}} = \sum_{\text{prod}} v_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 - \sum_{\text{reac}} v_i \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 \quad [13.19]$$

donde los términos con v_i se definen como en la Ecuación [13.10]. Como consecuencia, midiendo experimentalmente la variación total de entalpía $\Delta \bar{h}_{R,298}$ a la temperatura de referencia dada se evita el problema que supone ignorar el valor de la entalpía de formación $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ del combustible.

Si ahora se sustituye la Ecuación [13.19] en la Ecuación [13.10] correspondiente al caso general en que tanto reactantes como productos estuviesen a temperaturas distintas de 298 K, entonces

$$\dot{Q} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\Delta \bar{h}_{R,298}^0 + \sum_{\text{prod}} n_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \right] \quad [13.20]$$

Cuando se utilizan las unidades USCS se sustituyen los valores a 298 K por los correspondientes a 537 °R. De manera análoga a como se utiliza la Ecuación [13.10], se puede usar la Ecuación [13.20] para obtener el calor transferido o para calcular temperaturas de combustión adiabática en aquellas situaciones en las que se disponga de datos de entalpía de reacción de un combustible, en lugar de disponer de los datos de entalpía de formación.

La entalpía de reacción a la temperatura de referencia de 298 K (537 °R) se determina por medio de la Ecuación [13.19]. La entalpía de reacción a una tem-

peratura cualquiera T , se define por el contenido de los corchetes que aparecen en la Ecuación [13.20]

$$\Delta \bar{h}_{R,T} = \Delta \bar{h}_{R,298}^0 + \sum_{\text{prod}} v_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} v_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \quad [13.21]$$

donde h_T de productos y reactantes se mide a la misma temperatura. (Nuevamente, el subíndice 298 cambia a 537 cuando se mide la temperatura en grados Rankine.)

Aunque se ha estado estudiando la entalpía de reacción en relación con los sistemas de combustible y oxidante, el concepto es de aplicación general. Esto es, es una medida de la variación isoterma de entalpía en cualquier tipo de reacción. Sin embargo, en muchas de las aplicaciones de las reacciones químicas en ingeniería interviene la combustión de combustibles hidrocarbonados con oxígeno o con aire. Como se ha señalado anteriormente en el Apartado 13.4, con frecuencia la entalpía de reacción en un proceso de combustión recibe el nombre de *entalpía de combustión* $\Delta \bar{h}_c$. La entalpía de combustión de un combustible se conoce también como *poder calorífico del combustible*. El poder calorífico se define como la energía liberada en el proceso de combustión y siempre tiene valor positivo. Por tanto, la entalpía de combustión $\Delta \bar{h}_c$ y el poder calorífico de un determinado combustible tienen signos opuestos. Otra diferencia estriba en que $\Delta \bar{h}_c$ se suele dar en base molar, mientras que los poderes caloríficos se citan casi siempre referidos a la unidad de masa (kilogramo o libra-masa).

En la literatura se encuentran dos poderes caloríficos. El valor que generalmente se cita es el *poder calorífico superior* (PCS), que hace referencia a que el agua de los productos de la combustión se encuentra en estado líquido. Cuando el agua de los gases producto se encuentra en estado de vapor, la energía liberada recibe el nombre de *poder calorífico inferior* (PCI). Dicho valor es de particular importancia en cálculos de ingeniería, ya que normalmente los gases de la combustión abandonan la instalación antes de alcanzar la temperatura de rocío del agua. Cuando se dispone de un poder calorífico superior q_H a 25 °C o a 77 °F, el poder calorífico inferior q_L puede calcularse mediante

$$q_L = q_H - 2.442 \frac{m_w}{m_f} \quad \text{kJ/kg combustible} \quad [13.22a]$$

o
$$q_L = q_H - 1.050 \frac{m_w}{m_f} \quad \text{Btu/lb}_m \text{ combustible} \quad [13.22b]$$

donde m_w/m_f es la masa de agua formada por masa de combustible. Las constantes numéricas que aparecen en las ecuaciones anteriores son los valores de las entalpías de vaporización a la temperatura dada. Los ejemplos que siguen ilustran la diferencia entre los poderes caloríficos superior e inferior de un combustible dado. La notación utilizada en la reacción, referente a si aparece $\text{H}_2\text{O}(l)$ o $\text{H}_2\text{O}(g)$, posee gran importancia desde el punto de vista energético.

EJEMPLO 13.13

En el Ejemplo 13.6 se ha obtenido un valor de -802.290 kJ/kmol para la entalpía de reacción (o de combustión) del metano gaseoso (CH_4) a 25 °C, apareciendo el agua en estado gaseoso en los productos. Calcúlense los poderes caloríficos inferior y superior del combustible a esa misma temperatura.

Solución

Datos. Un valor de $\Delta \bar{h}_R$ igual a -802.290 kJ/kmol a 25 °C.

Incógnitas. Poderes caloríficos superior e inferior a 25 °C.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; combustión completa.

Análisis. El poder calorífico inferior del metano se obtiene dividiendo la entalpía de combustión entre su masa molar y cambiando el signo al resultado. Así

$$q_L = \frac{\Delta \bar{h}_c}{M} = \frac{802.290 \text{ kJ/kmol}}{16.04 \text{ kg/kmol}} = 50.020 \text{ kJ/kg combustible}$$

El poder calorífico superior se obtiene empleando la Ecuación [13.22a] y el hecho de que se forman 2 mol de agua por cada mol de metano. De ahí que

$$q_H = q_L + 2.442 \frac{m_w}{m_f} = 50.020 + 2.442 \left(\frac{2}{1} \right) \left(\frac{18.02}{16.04} \right) = 55.510 \text{ kJ/kg combustible}$$

Comentario. En este caso, el poder calorífico superior es aproximadamente un 11 por 100 mayor que el poder calorífico inferior a 25 °C.

Considérese un carbón de Indiana cuyo análisis elemental cuantitativo húmedo es el de la Tabla 13.1. Los porcentajes en masa son: azufre, 1,1; hidrógeno, 4,4; carbono, 66,0; nitrógeno, 1,5; oxígeno, 7,9; cenizas, 5,6, y agua, 13,5. (a) Escríbase la reacción y determínese la relación aire-combustible empleada en la combustión completa con un 20 por 100 de exceso de aire. (b) Si los reactantes entran a 25 °C en la cámara de combustión en régimen estacionario y los productos se enfrían hasta 500 K, obténgase el calor transferido, en kJ/kg de combustible.

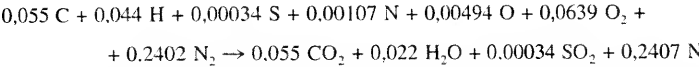
Solución

Datos. Un carbón de Indiana reacciona con un 20 por 100 de exceso de aire en una cámara de combustión que trabaja en régimen estacionario, según se muestra en la Figura 13.14.

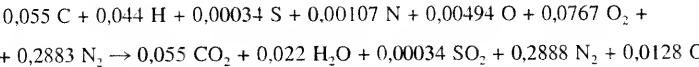
Incógnitas. (a) La reacción y AC, y (b) $\dot{Q}/\dot{m}_{\text{comb}}$ en kJ/kg combustible.

Modelo. Sistema abierto en régimen estacionario; combustión completa.

Análisis. (a) El cálculo se refiere a 1 kg de combustible húmedo. Para escribir una reacción adecuada hay que expresar el análisis gravimétrico del combustible en moles, empleando las masas molares correspondientes a las especies reactantes. Por ejemplo, el número de moles de carbono por kilogramo de combustible es $0,66/12 = 0,055 \text{ kmol}$. Téngase en cuenta que cualquier cantidad de oxígeno que forme parte de la composición del combustible reduce la cantidad que es necesario suministrar con el aire. También se supone que el nitrógeno presente en el combustible termina siendo N_2 gaseoso. Con estas consideraciones, la ecuación que refleja la cantidad correcta de aire para la combustión completa es



Los coeficientes numéricos de esta ecuación representan los kilomoles que hay de cada componente por kilogramo de combustible. Para el 20 por 100 de exceso de aire, la reacción será



La relación aire-combustible en el caso de un 20 por 100 de exceso de aire es

$$\text{AC} = \frac{0,0767(4,76)(29)}{1,0} = 10,59 \text{ kg aire/kg combustible}$$

EJEMPLO 13.14

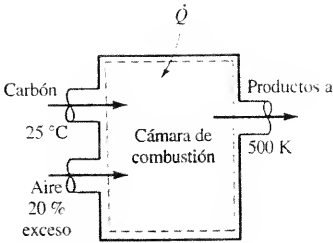


Figura 13.14. Esquema y datos del Ejemplo 13.14.

(b) Como la fracción molar de SO₂ en los gases producto es menor que el 0,1 por 100, su contribución en el análisis energético se desprecia. El poder calorífico del carbón, reflejado en la Tabla 13.1 e igual a 27.420 kJ/kg, corresponde al poder calorífico superior. Como los productos de la combustión sólo se enfrían hasta 500 K, se necesita el poder calorífico inferior en kJ/kg. Se ha visto en el apartado a que por cada kilogramo de combustible se forman 0,022 mol (0,396 kg) de agua. Por tanto, la Ecuación [13.22a] muestra que

q_L = q_H - 2.442 \frac{m_w}{m_f} = 27.420 - 2.442 \frac{0,396}{1} = 26.450 kJ/kg combustible

El análisis energético se basa en la Ecuación [13.20], donde en este caso es cero el término de los reactantes. Adviértase en la Tabla 13.1 que el carbón de Indiana contiene el 13,5 por 100 de humedad. Esto equivale a 0,0075 kmol de H₂O por kilogramo de combustible. En el análisis energético siguiente ha de tenerse en cuenta el calentamiento hasta 500 K de esta agua adicional. Así, el balance de energía en régimen estacionario queda

\dot{Q} = \dot{N}_{comb} \Delta \bar{h}_{R, 298}^0 + \sum_{prod} \dot{N}_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{reac} \dot{N}_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i

Dividiendo entre el flujo másico de combustible, se tiene

\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{comb}} = \frac{\dot{N}_{comb}}{\dot{m}_{comb}} \Delta \bar{h}_{R, 298}^0 + \sum_{prod} \frac{\dot{N}_i}{\dot{m}_{comb}} (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{reac} \frac{\dot{N}_i}{\dot{m}_{comb}} (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i

El primer término del segundo miembro es ahora igual a -q_L. Los términos restantes se conocen o se tienen en el Apéndice. Así que

\dot{Q} \dot{m}_{comb} = -26.450 + 0.055(17.678 - 9.364) + 0,022(16.828 - 9.904) + \\ + 0,2888(14.581 - 8.669) + 0.0128(14.770 - 8.682) + \\ + 0,0075(16.828 - 9.904 + 44.010) = -24.055 kJ/kg combustible

Comentario. Nótese que se ha cambiado el signo del poder calorífico al sustituirlo en la ecuación de la energía. El cálculo pone de manifiesto que aproximadamente un 10,5 por 100 de la energía liberada por el combustible se emplea en calentar los productos hasta 500 K. El resto de la energía aparece como pérdidas de calor desde el sistema.

13.8. ESTUDIO DE LAS REACCIONES MEDIANTE LA SEGUNDA LEY

La variación de entropía de una reacción química en un sistema cerrado viene dada por

\Delta S = \sum_{prod} N_i \bar{s}_i - \sum_{reac} N_i \bar{s}_i \tag{13.23a}

donde \bar{s}_i representa un valor de entropía apropiado de la sustancia i . Igual que en las aplicaciones del balance de energía, con frecuencia resulta útil expresar la variación de entropía por mol de combustible del modo siguiente

\Delta S = N_{comb} \left[\sum_{prod} n_i \bar{s}_i - \sum_{reac} n_i \bar{s}_i \right] = N_{comb} [\bar{s}_{prod} - \bar{s}_{reac}] \tag{13.23b}

donde $n_i = N_i/N_{comb}$ es la relación entre el número de moles de la sustancia i y la cantidad inicial de combustible en el sistema, $\bar{s}_{prod} = \sum_{prod} n_i \bar{s}_i$ es la entropía de los productos por mol de combustible, y $\bar{s}_{reac} = \sum_{reac} n_i \bar{s}_i$ representa la entropía de los reactantes por mol de combustible.

Según se ha estudiado anteriormente, los valores numéricos de n_i son los coeficientes de una reacción ajustada, como la Ecuación [13.1], escrita para un mol de combustible, y contiene todos los componentes del sistema, antes y después de la reacción.

Al aplicar la conservación de la energía a las reacciones químicas ha sido necesario asignar por convenio el valor cero a la entalpía de los elementos estables a 25 °C (77 °F) y 1 atm. Sólo de esta manera se ha podido determinar la variación de entalpía de un sistema reactivo de forma coherente. Al evaluar la variación de entropía de una reacción se plantea el mismo problema relativo a un estado o dato de referencia. Sin embargo, en este caso se recurre a un procedimiento basado en lo que se conoce por tercera ley de la Termodinámica.

La *tercera ley de la Termodinámica*, basada en la evidencia experimental, establece que la variación de entropía en procesos isoterms en el cero absoluto de temperatura es cero. Un estudio más profundo ha llevado al enunciado siguiente:

Por convenio, la entropía de una sustancia pura cristalina se toma igual a cero en el cero absoluto de temperatura, 0 K o 0 °R.

Cualquier valor de entropía basado en este dato se conoce como *entropía absoluta*. La tercera ley lleva también por sí misma a la conclusión de que la entropía de las sustancias cristalinas a la temperatura del cero absoluto no es función de la presión. Sin embargo, a temperaturas por encima del cero absoluto la entropía es función de la presión. Por esta causa, los valores tabulados de entropías absolutas se dan generalmente a la presión de referencia estándar de 1 atm (o de 1 bar). Análogamente a la función entalpía, la entropía a dicha presión de referencia se simboliza por $\bar{s}_{i,T}^0$.

En las Tablas A.23 y A.231 se ofrecen los valores de las entropías absolutas en el estado de referencia estándar de 25 °C (77 °F) y 1 atm. Las tablas de gas ideal (Tablas A.5 a A.11 y A.51 a A.111) recogen los valores de $\bar{s}_{i,T}^0$ frente a la temperatura de algunos gases a 1 atm.

Para evaluar las variaciones de entropía de las mezclas reactivas se necesita un procedimiento para determinar la entropía de una sustancia, pura o formando parte de una mezcla, a presiones distintas de las utilizadas en las tablas de referencia. Para gases ideales, por ejemplo, recuérdese que en el Capítulo 11 y basándose en la regla de Gibbs-Dalton, cada uno de los constituyentes de una mezcla de gases se comporta como si existiera solo a la temperatura y el volumen de la mezcla. Por tanto, cada gas ejerce una presión igual a su presión del componente o presión parcial p_i . La entropía de un gas ideal puro a una presión distinta de la encontrada en una tabla se determina mediante la Ecuación [7.8] en base molar, es decir

d\bar{s} = \bar{c}_p \frac{dT}{T} - R_u \frac{dP}{P} \tag{7.8}

Esta ecuación se integra a temperatura constante, desde la presión de referencia estándar P_{ref} hasta un estado de la mezcla en el que su presión es su presión parcial p_i

\bar{s}_{i,T,P} - \bar{s}_{i,T}^0 = -R_u \ln \frac{p_i}{P_{ref}}

Resolviendo para la entropía absoluta de un gas ideal a una presión cualquiera P y una temperatura T , se tiene

$$\bar{s}_{i,T,P} = \bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln \frac{P_i}{P_{\text{ref}}} = \bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln \frac{y_i P}{P_{\text{ref}}} \quad \text{gas ideal} \quad [13.24]$$

donde la presión parcial viene dada por $p_i = y_i P$ y la presión de referencia es $P_{\text{ref}} = 1 \text{ atm}$. Sustituyendo los valores de entropía absoluta dados por la Ecuación [13.24] en la Ecuación [13.23a] se obtiene la variación de entropía de una reacción química de *gases ideales* en un sistema cerrado

$$\Delta S = \sum_{\text{prod}} N_i \left(\bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln \frac{y_i P}{P_{\text{ref}}} \right) - \sum_{\text{reac}} N_i \left(\bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln \frac{y_i P}{P_{\text{ref}}} \right) \quad [13.25]$$

Para la variación de entropía por mol de combustible se puede obtener una expresión análoga a la de la Ecuación [13.23b], $\Delta S/N_{\text{comb}} = \bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}}$ sin más que sustituir en la Ecuación [13.25] el número de moles N_i por los coeficientes n_i de la reacción ajustada. Estas expresiones son necesarias en cualquier análisis de la segunda ley.

El balance de entropía para una reacción química en un sistema abierto en régimen estacionario puede escribirse como

$$0 = \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{s}_i - \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{s}_i + \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{vc}} \quad [13.26a]$$

siendo \dot{Q}_j el calor que se transfiere en la parte de la superficie de control con temperatura uniforme T_j . Igual que se hizo anteriormente con el balance de energía, es útil volver a escribir el balance de entropía en función del flujo molar de combustible

$$0 = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i - \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i \right] + \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{vc}} \quad [13.26b]$$

donde, como se ha definido antes, $n_i = \dot{N}_i/\dot{N}_{\text{comb}}$ es la relación entre el flujo molar de la sustancia i y el flujo molar del combustible. A veces es útil referirse a la entropía de los reactantes y los productos. Puede hacerse reescribiendo la Ecuación [13.26b] como

$$0 = \dot{N}_{\text{comb}} [\bar{s}_{\text{reac}} - \bar{s}_{\text{prod}}] + \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{vc}} \quad [13.26c]$$

siendo $\bar{s}_{\text{reac}} = \sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i$ la entropía de los reactantes por mol de combustible, y $\bar{s}_{\text{prod}} = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i$ la entropía de los productos por mol de combustible.

El término $\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}}$ se conoce a menudo como la variación de entropía de la reacción química en una cámara de reacción en régimen estacionario. Nótese que esta variación de entropía viene dada por mol de combustible. Despejando dicha variación de entropía en la Ecuación [13.26c]

$$\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = \frac{1}{\dot{N}_{\text{comb}}} \left[\sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{vc}} \right] \quad [13.27a]$$

Así que en general, la variación de entropía de una reacción química puede tomar cualquier valor numérico. Sin embargo, si el sistema abierto en régimen estacionario es adiabático, la Ecuación [13.27a] queda reducida a

$$\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = \frac{\dot{\sigma}_{\text{vc}}}{\dot{N}_{\text{comb}}} \geq 0 \quad [13.27b]$$

donde la desigualdad surge de las limitaciones que impone la segunda ley a la producción de entropía $\dot{\sigma}_{\text{vc}}$. Volviendo sobre ello, puede decirse que la Ecuación [13.27] demuestra que la entropía de los productos tiene que ser siempre mayor o igual que la de los reactantes cuando una reacción química tiene lugar en un sistema abierto en régimen estacionario y adiabático. Otra forma de decir lo mismo es que la entropía de los productos que salen del sistema nunca puede ser menor que la de los reactantes que entran al mismo. En los dos ejemplos siguientes se ilustra el procedimiento que se emplea para evaluar la variación de entropía en una reacción química.

Se hace reaccionar monóxido de carbono con oxígeno en proporción estequiométrica a 25 °C y 1 atm para formar dióxido de carbono a la misma presión y temperatura. Si la reacción es completa, evalúese (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso, en kJ/K por kmol de CO.

Solución

Datos. La reacción estequiométrica de CO con O₂ para dar CO₂, como se indica en la Figura 13.15.

Incógnitas. (a) $\Delta \bar{s}_{\text{reacción}}$, y (b) σ_{tot} , en kJ/K · kmol de CO.

Modelo. Sistema abierto, isoterma en régimen estacionario; gases ideales; reacción completa.

Análisis. La reacción es $\text{CO} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ en fase gaseosa.

(a) La variación de entropía de la reacción en régimen estacionario viene dada por

$$\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i$$

Las entropías absolutas de las tres sustancias que intervienen en la reacción se calculan a continuación haciendo uso de la relación $\bar{s}_{i,T,P} = \bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln y_i$, ya que $P = P_{\text{ref}}$. Los valores de \bar{s}_i^0 se toman de las Tablas A.7, A.8 y A.9. En kJ/K · kmol

$$\bar{s}(\text{CO}_2) = 213,685 - 8,314 \ln 1.0 = 213,685$$

$$\bar{s}(\text{CO}) = 197,543 - 8,314 \ln 2/3 = 200,914$$

$$\bar{s}(\text{O}_2) = 205,033 - 8,314 \ln 1/3 = 214,168$$

Por tanto, la variación total de entropía de la combustión completa es

$$\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = 213,685 - 200,914 - 1/2 (214,168) = -94,313 \text{ kJ/K} \cdot \text{kmol CO}$$

(b) La producción de entropía en el volumen de control que abarca la región de transferencia de calor viene dada por el balance de entropía

$$\dot{\sigma}_{\text{vc}} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{s}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{s}_i - \frac{\dot{Q}}{T_{\text{amb}}} \geq 0$$

EJEMPLO 13.15

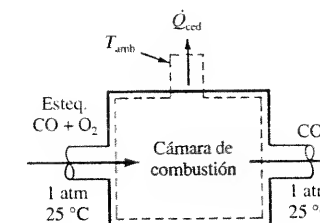


Figura 13.15. Esquema y datos del Ejemplo 13.15.

El cálculo del término \dot{Q}/T_{amb} requiere conocer el valor de \dot{Q} para la reacción. Para mantener la mezcla reactiva a 25 °C, la energía liberada en la reacción debe aparecer como calor transferido al ambiente. Dicho calor transferido se obtiene aplicando el balance de energía. Con los datos apropiados, se tiene que

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{N}_{\text{CO}}} = \sum_{\text{prod}} n_i \Delta \bar{h}_{f,298,i} - \sum_{\text{reac}} n_i \Delta \bar{h}_{f,298,i} = 1(-393,520) - 1(-110,530) - 1/2(0) = -282,990 \text{ kJ/kmol CO}$$

El balance de entropía en base molar se convierte en

$$\frac{\dot{\sigma}_{\text{vc}}}{\dot{N}_{\text{CO}}} = \bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} - \frac{\dot{Q}/\dot{N}_{\text{CO}}}{T_{\text{amb}}} = -94,313 - \frac{-282,900}{298} = 855,3 \text{ kJ/K} \cdot \text{kmol}$$

Así, se tiene una producción de entropía grande por cada kmol de CO.

EJEMPLO 13.16

En una cámara adiabática de reacción entran monóxido de carbono gaseoso y vapor de agua a 400 K y 1 atm, en proporción 1:1 en moles, y los productos son dióxido de carbono e hidrógeno. Determine la producción de entropía en la reacción, en kJ/K por kmol de CO, si la presión es constante y la reacción es completa.

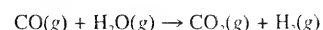
Solución

Datos. Reacción de CO y H₂O en proporción 1:1 en moles, como se indica en la Figura 13.16.

Incógnitas. $\dot{\sigma}_{\text{vc}}/\dot{N}_{\text{CO}}$ en kJ/K · kmol de CO.

Modelo. Sistema abierto, adiabático en régimen estacionario; gases ideales; reacción completa.

Análisis. La reacción en estudio es



Para evaluar la variación de entropía, primero hay que determinar la temperatura final. El balance de energía en régimen estacionario se reduce a

$$0 = \sum_{\text{prod}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{f,298})_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{f,298})_i$$

Tomando los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ de la Tabla A.23, y los de entalpía sensible de gases ideales de las Tablas A.8 a A.11, se tiene que

$$0 = 1(-393,520 + \bar{h}_{T,\text{CO}_2} - 9,364) + 1(0 + \bar{h}_{T,\text{H}_2} - 8,468) - 1(-110,530 + 11,644 - 8,669) - 1(-241,820 + 13,356 - 9,904)$$

Tras reordenar la ecuación, queda

$$\bar{h}_{T,\text{CO}_2} + \bar{h}_{T,\text{H}_2} = 65,430 \text{ kJ/kmol}$$

Esta ecuación puede resolverse directamente con un programa general de resolución de ecuaciones que contenga los valores de entalpía. Si se utilizan los datos de las Tablas A.9 a A.11 del Apéndice, a 920 K se obtiene que

$$\bar{h}_{T,\text{CO}_2} + \bar{h}_{T,\text{H}_2} = 38,467 + 26,747 = 65,210 \text{ kJ/kmol}$$

Análogamente, a 960 K

$$\bar{h}_{T,\text{CO}_2} + \bar{h}_{T,\text{H}_2} = 40,607 + 27,947 = 68,555 \text{ kJ/kmol}$$

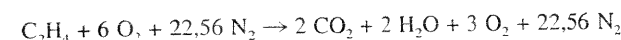
Por tanto, la temperatura final de los productos se encuentra muy próxima a 920 K. La variación de entropía se calcula evaluando $\bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln(p_i/P_{\text{ref}})$ para cada una de las especies que intervienen en la reacción. Como la fracción molar de cada reactante y cada producto es 1/2 y la presión total es constante, la presión parcial de cada componente es la misma. Por tanto, el valor de $R_u \ln(p_i/P_{\text{ref}})$ es el mismo para cada uno de ellos, y estos términos se cancelan al calcular la variación de entropía. El balance de entropía en régimen estacionario con las condiciones de este problema es

$$\begin{aligned} \frac{\dot{\sigma}}{\dot{N}_{\text{CO}}} &= \bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = (\bar{s}_{\text{CO}_2}^0 + \bar{s}_{\text{H}_2}^0)_{920 \text{ K}} - (\bar{s}_{\text{CO}}^0 + \bar{s}_{\text{H}_2\text{O}}^0)_{400 \text{ K}} = \\ &= 264,728 + 163,607 - 206,125 - 198,673 = \\ &= 23,537 \text{ kJ/K} \cdot \text{kmol de CO} \end{aligned}$$

El resultado positivo está de acuerdo con la segunda ley.

Los cálculos del Ejemplo 13.16 muestran que se produce entropía en el interior de una cámara de combustión adiabática en régimen estacionario. Se puede utilizar un análisis semejante de la segunda ley para mostrar la influencia de las relaciones aire-combustible en la generación de entropía existente en la combustión adiabática de combustibles hidrocarbonados con aire. Considérese, por ejemplo, la reacción de etileno (C₂H₄) con aire. El combustible y el aire entran separados a la cámara de reacción a 298 K y 1 atm. Las temperaturas de combustión adiabática con un 100 por 100, 200 por 100 y 400 por 100 del aire teórico están próximas a 2,570 K, 1,605 K y 1,015 K, respectivamente.

En el caso del 200 por 100 del aire teórico, la reacción global en fase gaseosa es la siguiente



En todos los casos, la entropía específica de los reactantes es

$$\begin{aligned} \bar{s}_{\text{C}_2\text{H}_4} &= 219,83 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ \bar{s}_{\text{O}_2} &= 205,03 - 8,314 \ln(6/28,56) = 218,00 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ \bar{s}_{\text{N}_2} &= 191,50 - 8,314 \ln(22,56/28,56) = 193,46 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

La entropía de los reactantes por kmol de combustible, con el 200 por 100 del aire teórico, es igual a

$$\bar{s}_{\text{reac}} = 1\bar{s}_{\text{C}_2\text{H}_4} + 6\bar{s}_{\text{O}_2} + 22,56\bar{s}_{\text{N}_2} = 592,31 \text{ kJ/K por kmol de combustible}$$

La entropía específica de los productos, en el caso del 200 por 100, es

$$\begin{aligned} \bar{s}_{\text{CO}_2} &= 295,901 - 8,314 \ln(2/29,56) = 318,30 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ \bar{s}_{\text{H}_2\text{O}} &= 253,513 - 8,314 \ln(2/29,56) = 275,91 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ \bar{s}_{\text{O}_2} &= 260,333 - 8,314 \ln(3/29,56) = 279,35 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \\ \bar{s}_{\text{N}_2} &= 244,028 - 8,314 \ln(22,56/29,56) = 246,27 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

y la entropía de los productos por kmol de combustible es

$$\begin{aligned}\bar{s}_{\text{prod}} &= 2\bar{s}_{\text{CO}_2} + 2\bar{s}_{\text{H}_2\text{O}} + 3\bar{s}_{\text{O}_2} + 22,56\bar{s}_{\text{N}_2} = \\ &= 7.582,42 \text{ kJ/K por kmol de combustible}\end{aligned}$$

Por tanto, para la reacción global con el 200 por 100 del aire teórico

$$\frac{\dot{\sigma}_{\text{vc}}}{\dot{N}_{\text{comb}}} = \bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = 1.690 \text{ kJ/K por kmol de combustible}$$

La realización de cálculos similares con el 100 por 100 y el 400 por 100 del aire teórico da unos valores de generación de entropía de 1.190 kJ/K y 2.270 kJ/K por kmol de combustible. Los resultados indican un aumento continuo de la generación de entropía al ir aumentando la cantidad de aire en exceso. Generalmente, trabajando con relaciones aire-combustible cercanas a la estequiométrica, se minimiza la irreversibilidad de una reacción de combustión adiabática.

13.9. ANÁLISIS EXERGÉTICO DE SISTEMAS REACTIVOS

La Termodinámica, mediante la segunda ley, proporciona un medio de medir tanto la calidad de la energía como su cantidad. Con ese fin se han introducido en el Capítulo 9 los conceptos de trabajo reversible, exergía e irreversibilidad. En este apartado se aplican estos conceptos a sistemas químicamente reactivos. Esto tiene una importancia práctica, por ejemplo, en el estudio de los motores térmicos. La energía química liberada en una reacción de combustión eleva la temperatura de los gases producto hasta un valor alto. Estos gases a alta temperatura constituyen, pues, una fuente de energía térmica para el motor térmico. El funcionamiento del motor viene caracterizado por su rendimiento térmico, que es el cociente entre el trabajo neto obtenido y el calor suministrado. Rara vez el rendimiento térmico real supera un valor del 40 por 100. Sin embargo, independientemente del sistema empleado para producir el trabajo, es importante determinar el potencial de trabajo de salida máximo, asociado a una reacción química dada, para unos estados inicial y final de la reacción determinados.

Limitándose a sistemas abiertos en régimen estacionario, el trabajo reversible asociado con una reacción química viene dado por la *variación de exergía de la corriente*, con unos estados inicial y final y del ambiente determinados. Si no hay variaciones importantes de las energías cinética y potencial

$$\dot{W}_{\text{rev, est}} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{\psi}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{\psi}_i = \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{\psi}_{\text{prod}} - \bar{\psi}_{\text{reac}})$$

donde $\bar{\psi} = \bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i$. Para una mezcla de gases ideales, se convierte en

$$\begin{aligned}\dot{W}_{\text{rev, est}} &= \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i (\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i (\bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i) = \\ &= \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \left[(\Delta \bar{h}_{f, 298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - T_0 \left(\bar{s}_{i, T}^0 - R_u \ln \frac{p_i}{P_{\text{ref}}} \right) \right] - \\ &\quad - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \left[(\Delta \bar{h}_{f, 298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - T_0 \left(\bar{s}_{i, T}^0 - R_u \ln \frac{p_i}{P_{\text{ref}}} \right) \right]\end{aligned}\tag{13.28}$$

Cuando se emplean unidades en el USCS se sustituyen los valores a 298 K por los correspondientes a 537 °R.

La irreversibilidad de una reacción química en régimen estacionario se define nuevamente, como en el Capítulo 9, por medio de las dos relaciones equivalentes

$$\dot{I} = \dot{W}_{\text{real}} - \dot{W}_{\text{rev}} = T_0 \dot{\sigma}_{\text{vc}}\tag{13.29}$$

siendo $\dot{\sigma}_{\text{vc}}$ la generación de entropía por unidad de tiempo en el volumen de control. Basándose en la aplicación de la segunda ley a sistemas reactivos en régimen estacionario, la Ecuación [13.29] se puede escribir de la forma

$$\dot{I} = T_0 \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}}) - \dot{Q}\tag{13.30}$$

Los dos ejemplos siguientes ilustran los procedimientos de cálculo. Generalmente, tanto los reactantes como los productos de una reacción de combustión se hallan mezclados. Sin embargo, en algunos casos, los reactantes entran y los productos salen del sistema básicamente en estado puro. En los ejemplos se señalan ambas posibilidades.

A una cámara de combustión en régimen estacionario entran acetileno gaseoso (C₂H₂) y un 80 por 100 de exceso de aire, a 25 °C. Supóngase que la reacción es completa y que los productos salen a 25 °C. Para simplificar, se supone que cada una de las sustancias que intervienen en la reacción, o entra o sale de la cámara por separado a 1 atm. Además, para poder comparar con ejemplos posteriores, se supone que el agua de los productos se encuentra en un hipotético estado de vapor. Determinése (a) el calor transferido por la cámara, (b) la variación de exergía de la corriente, y (c) la irreversibilidad de la reacción, todo ello en kJ/kmol de combustible, si los gases son ideales.

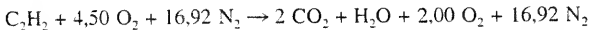
Solución

Datos. Acetileno gaseoso que reacciona con el 80 por 100 de exceso de aire, como se indica en la Figura 13.17.

Incógnitas. (a) $\dot{Q}/\dot{N}_{\text{comb}}$, (b) $\bar{\psi}_{\text{prod}} - \bar{\psi}_{\text{reac}}$, y (c) $\dot{I}/\dot{N}_{\text{comb}}$, todo ello en kJ/kmol de combustible.

Modelo. Régimen estacionario, gases ideales que entran o salen por separado, reacción completa.

Análisis. La ecuación de la reacción en fase gaseosa es



(a) El calor transferido se obtiene del balance de energía en régimen estacionario

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{N}_{\text{comb}}} = \sum_{\text{prod}} n_i (\Delta \bar{h}_{f, 298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{f, 298})_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta \bar{h}_{f, 298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i$$

Utilizando los datos de la Tabla A.23, se obtiene

$$\begin{aligned}\frac{\dot{Q}}{\dot{N}_{\text{comb}}} &= 2(-393.520) + 1(-241.810) + 2(0) + 16,92(0) - 1(226.730) - \\ &\quad - 4,5(0) - 16,92(0) = 1.255.580 \text{ kJ/kmol C}_2\text{H}_2\end{aligned}$$

EJEMPLO 13.17

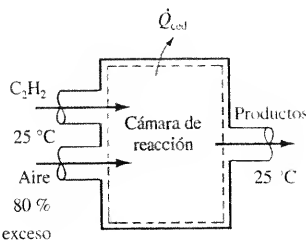


Figura 13.17. Esquema y datos del Ejemplo 13.17.

(b) El trabajo máximo se calcula mediante la variación de exergía de la corriente, es decir

$$\dot{W}_{rev, est} = \dot{N}_{comb}(\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac}) = \dot{N}_{comb}[\bar{h}_{prod} - \bar{h}_{reac} - T_0(\bar{s}_{prod} - \bar{s}_{reac})]$$

La variación de entalpía de la reacción ya se ha calculado, puesto que su magnitud es simplemente el calor transferido calculado en el apartado a. Así que la única información adicional necesaria será la variación de entropía de la reacción. Empleando los valores de entropía absoluta de la Tabla A.23, se tiene que

$$\begin{aligned} \bar{s}_{prod} - \bar{s}_{reac} &= \sum_i (n_i \bar{s}_i)_{prod} - \sum_i (n_i \bar{s}_i)_{reac} = \\ &= 2(213,64) + 1(188,72) + 2(205,03) + 16,92(191,50) - \\ &\quad - 1(200,85) - 4,50(205,03) - 16,92(191,50) = \\ &= -97,425 \text{ kJ/K por kmol de C}_2\text{H}_2 \end{aligned}$$

Los valores de \bar{h} y de $\Delta \bar{s}$ dan lugar a

$$\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac} = -1.255.580 - 298,15(-97,425) = -1.226.530 \text{ kJ/kmol C}_2\text{H}_2$$

Por tanto, el trabajo de salida máximo posible que proporciona la reacción química es 1.226.530 kJ/kmol de combustible.

(c) La irreversibilidad se determina con mayor facilidad como la diferencia entre el trabajo real y el trabajo reversible para los estados inicial y final dados. En el proceso real no hay trabajo, porque toda la energía liberada por la reacción sale del volumen de control mediante transferencia de calor. Así, la irreversibilidad del proceso es

$$\frac{\dot{I}}{\dot{N}_{comb}} = \frac{\dot{W}_{real} - \dot{W}_{rev}}{\dot{N}_{comb}} = 0 - (-1.226.530) = 1.226.530 \text{ kJ/kmol C}_2\text{H}_2$$

Por tanto, se pierde completamente la oportunidad de producir una gran cantidad de trabajo.

EJEMPLO 13.18

Reconsidérese el Ejemplo 13.17 del modo siguiente. En lugar de entrar los reactantes y salir los productos por separado a 1 atm, los reactantes (acetileno y un 80 por 100 de exceso de aire) entran formando una *mezcla* a 1 atm, y los productos de la combustión salen *mezclados* a 1 atm. Determinése de nuevo (a) el calor transferido, y (b) la variación de exergía, ambos en kJ/kmol de combustible.

Solución

Datos. Acetileno gaseoso que reacciona con el 80 por 100 de exceso de aire, como se indica en la Figura 13.18.

Incógnitas. (a) \dot{Q}/\dot{N}_{comb} , y (b) $\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac}$, ambos en kJ/kmol de combustible.

Modelo. Régimen estacionario, gases ideales; los reactantes entran y los productos salen mezclados.

Análisis. (a) Como las entalpías de los gases ideales no dependen de la presión, el calor transferido al exterior sigue siendo 1.255.580 kJ/kmol de C₂H₂, calculado en el Ejemplo 13.17.

(b) El valor de la variación de exergía o trabajo máximo cambia con respecto al anterior, debido a que las entropías de los gases ideales son función de las presiones de los componentes. Para cada gas, la corrección viene dada por $n_i(-R_u \ln p_i/P_{ref})$. La reacción química global es

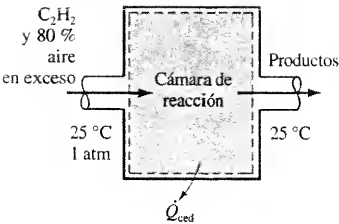
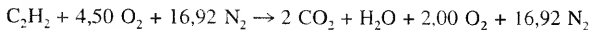


Figura 13.18. Esquema y datos del Ejemplo 13.18.

Con esta referencia, la corrección total al término de $\Delta \bar{s}$ se evalúa para productos menos reactantes como

$$\begin{aligned} \sum_i n_i \ln p_i &= 2 \ln \frac{2}{21,92} + \ln \frac{1}{21,92} + 2,00 \ln \frac{2}{21,92} + 16,92 \ln \frac{16,92}{21,92} - \\ &\quad - \ln \frac{1}{22,42} - 4,50 \ln \frac{4,50}{22,42} - 16,92 \ln \frac{16,92}{22,42} = -1,946 \text{ kmol} \end{aligned}$$

Por tanto

$$\Delta \bar{s}_{corr} = -R_u \sum_i n_i \ln \frac{p_i}{P_{ref}} = -8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K} (-1,946 \text{ kmol}) = 16,18 \text{ kJ/K}$$

Cuando se emplea este resultado para corregir el valor -1.226.530 kJ/kmol de $\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac}$, calculado en el Ejemplo 13.17, se tiene

$$\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac} = -1.226.530 - 298,15(16,18) = -1.231.300 \text{ kJ/kmol}$$

Comentario. En este caso, la variación de disponibilidad o salida máxima de trabajo, se ve poco afectada porque los reactantes y los productos estén separados o mezclados a 1 atm.

Los ejemplos anteriores ponen de manifiesto que la variación de exergía asociada a una reacción de combustión es bastante grande. El ingeniero debe desarrollar métodos para utilizar este vasto potencial de trabajo. La manera convencional consiste en llevar a cabo adiabáticamente el proceso de combustión. Los gases producto, calientes, se emplean entonces como fuente de energía para algún tipo de motor térmico. Comparando el trabajo de salida del motor con el trabajo reversible de salida de la reacción química, se tiene una medida de la eficiencia del proceso. Existe, sin embargo, una cuestión aún más básica. Los procesos de combustión son altamente irreversibles por naturaleza. Cabe esperar que la exergía de los gases producto, incluso a la alta temperatura de combustión adiabática, sea inferior a la exergía de los reactantes del principio. ¿Cuál es, entonces, la pérdida normal de exergía en un proceso de combustión, incluso antes de que se utilice la energía en un motor térmico? El ejemplo siguiente ilustra este punto.

Reconsidérese el Ejemplo 13.17 sobre la combustión de acetileno gaseoso con un 80 por 100 de exceso de aire, inicialmente ambos a 25 °C. Ahora el proceso de flujo estacionario se lleva a cabo de manera adiabática. Determinése (a) la temperatura de combustión adiabática, en kelvin, (b) la variación de exergía, y (c) la irreversibilidad asociada al proceso, dando los dos últimos resultados en kJ/kmol de combustible.

Solución

Datos. Acetileno gaseoso reacciona adiabáticamente en régimen estacionario con un 80 por 100 de exceso de aire, inicialmente ambos a 25 °C, como se muestra en la Figura 13.19.

Incógnitas. (a) T_{ca} en kelvin, (b) $\bar{\psi}_{prod} - \bar{\psi}_{reac}$, y (c) \dot{I}/\dot{N}_{comb} en kJ/kmol combustible.

Modelo. Régimen estacionario, gases ideales que entran y salen por separado, combustión completa.

Análisis. (a) Para calcular la temperatura de combustión adiabática se iguala la entalpía de los reactantes a la de los productos. Como ya se ha calculado el calor transferido a 25 °C

EJEMPLO 13.19

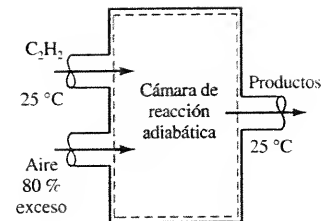


Figura 13.19. Esquema y datos del Ejemplo 13.19.

en el Ejemplo 13.17, también se puede obtener la temperatura final igualando $-\dot{Q}$ a la variación de entalpía sensible de los gases producto. Esto es

$$-\dot{Q} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \Delta h_i = \dot{N}_{\text{comb}} \sum_{\text{prod}} n_i (h_T - h_{298})_i$$

o

$$1.255.580 = 2(\bar{h}_{\text{CO}_2} - 9.364) + 1(\bar{h}_{\text{H}_2\text{O}} - 9.904) + 2.00(\bar{h}_{\text{O}_2} - 8.682) + 16,92(\bar{h}_{\text{N}_2} - 8.669)$$

Tras reorganizar

$$2\bar{h}_{\text{CO}_2} + \bar{h}_{\text{H}_2\text{O}} + 2,0\bar{h}_{\text{O}_2} + 16,92\bar{h}_{\text{N}_2} = 1.448.260 \text{ kJ/kmol}$$

Esta ecuación se puede resolver mediante un programa de ordenador, o por iteración en las tablas del Apéndice. Por iteración, utilizando 1.920 K de prueba

$$\sum_i n_i \bar{h}_i = 2(95.995) + 78.527 + 2(64.868) + 16,92(61.936) = 1.448.210 \text{ kJ}$$

Así, la temperatura de combustión adiabática es prácticamente 1.920 K.

(b) La variación de exergía de la corriente en el proceso adiabático viene dada por la relación

$$\dot{W}_{\text{rev}} = \dot{N}_{\text{comb}}(\bar{\psi}_{\text{prod}} - \bar{\psi}_{\text{reac}}) = \dot{N}_{\text{comb}}[\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}} - T_0(\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}})]$$

Pero $\Delta \bar{h}$ en el proceso global adiabático es igual a cero. La ecuación anterior queda reducida, por tanto, a

$$\begin{aligned} \bar{\psi}_{\text{prod}} - \bar{\psi}_{\text{reac}} &= T_0 \left[\sum (n_i \bar{s}_i^0)_{\text{reac}} - \sum (n_i \bar{s}_i^0)_{\text{prod}} \right] = \\ &= 298,15[1(200,85) + 4,50(205,03) + 16,92(191,50) - \\ &\quad - 2(306,751) - 1(262,497) - 2(267,115) - 16,96(250,502)] = \\ &= 298,15(4.363,7 - 5.648,7) = -383.120 \text{ kJ/kmol C}_2\text{H}_2 \end{aligned}$$

Nótese que este valor sólo es válido para la situación en que los productos están separados, y cada uno a 1 atm y a la temperatura de combustión adiabática. En la práctica, los gases producto están mezclados a 1 atm, lo que debe tenerse en cuenta. El Ejemplo 13.19 pone de manifiesto, sin embargo, que la contribución de los términos $R_u \ln p/P_{\text{ref}}$ es bastante pequeña. De modo que el valor del trabajo reversible obtenido está razonablemente próximo al que se obtendría para los gases producto mezclados.

(c) La irreversibilidad, análogamente al Ejemplo 13.18, es simplemente el trabajo reversible calculado, porque la salida real de trabajo es cero. Es decir

$$\frac{\dot{I}}{\dot{N}_{\text{comb}}} = \frac{\dot{W}_{\text{real}} - \dot{W}_{\text{rev}}}{\dot{N}_{\text{comb}}} = 0 - (-383.120) = 383.120 \text{ kJ/kmol C}_2\text{H}_2$$

Este es también el valor de $T_0 \dot{\sigma}_{\text{ve}} / \dot{N}_{\text{comb}}$.

El Ejemplo 13.19 ilustra un aspecto importante de los procesos de combustión adiabática. Se logra el objetivo primordial de crear un gas a alta temperatura (1.920 K o 3.460 °R, en este caso) para utilizarlo como fuente térmica de un motor térmico. Sin embargo, el potencial de trabajo teórico del gas caliente es sólo el 69 por 100 del potencial de trabajo de los reactantes para los estados inicial y final dados. Esto es, debido a la irreversibilidad del proceso de combus-

ción adiabática, se ha perdido el 31 por 100 del potencial de trabajo de los reactantes. Si el proceso del motor térmico fuese totalmente reversible, únicamente se liberaría el 69 por 100 del potencial de trabajo de los reactantes. Como los motores térmicos reales rara vez alcanzan un rendimiento térmico real del 40 por 100, el trabajo real de salida será inferior al 28 por 100 ($0,69 \times 0,40 \times 100$) de la capacidad teórica de los reactantes, en este caso concreto. Cuando el aire empleado se aproxima más al estequiométrico, el potencial de trabajo del gas caliente es algo más alto que el 69 por 100. Si el exceso de aire utilizado con un combustible hidrocarbonado es de varios cientos por ciento, el potencial de trabajo de los gases producto sólo podría alcanzar alrededor del 20 por 100 del de los reactantes únicamente. Por tanto, las irreversibilidades asociadas a la combustión adiabática de los combustibles hidrocarbonados producen una disminución significativa del potencial de trabajo, incluso si la cantidad de energía sigue siendo la misma. Las irreversibilidades asociadas al motor térmico propiamente dicho reducirán más aún el rendimiento del proceso.

Para usar plenamente el potencial de trabajo de una reacción hay que disminuir las irreversibilidades que degradan el proceso. En el límite, la reacción química debe ser reversible. La pila química galvánica o reversible, estudiada en el Apartado 2.7, es un dispositivo que convierte energía química en energía eléctrica por medio de una reacción química controlada. Teóricamente, el trabajo eléctrico que sale de la pila debe ser aproximadamente igual a la variación de exergía de la reacción química. En la práctica, esta conversión directa de energía química en eléctrica tiene lugar en un dispositivo denominado pila de combustible. Las primeras de las modernas pilas de combustible empleaban hidrógeno y oxígeno como combustible y oxidante. La investigación y el desarrollo actuales van dirigidos hacia la utilización de hidrocarburos gaseosos y aire, y a mejorar el rendimiento de la conversión. En el apartado siguiente aparece un estudio más detallado de las pilas de combustible.

13.10. PILAS DE COMBUSTIBLE

El trabajo máximo que puede obtenerse de un motor térmico está limitado por el rendimiento de Carnot. Debido a que en la práctica existen irreversibilidades, los modernos convertidores cíclicos de calor en trabajo rara vez alcanzan rendimientos térmicos superiores al 40 por 100. Sería muy deseable disponer de otros métodos de conversión de energía que no supusieran la conversión de calor en trabajo, ya que tales métodos no estarían limitados por el rendimiento de Carnot. Un dispositivo muy conocido que evita el paso de conversión de calor en trabajo es la batería convencional. Una batería convierte la energía química almacenada en los enlaces químicos de los reactantes en trabajo eléctrico. Generalmente, se descarga una pequeña cantidad de energía como calor transferido, de modo que el proceso es prácticamente *isotermo*. Una **pila de combustible** es un tipo de batería con algunos cambios importantes. Los electrodos no se consumen durante su funcionamiento, sino que permanecen invariables. Como resultado, el combustible y el oxidante han de suministrarse continuamente desde fuentes externas (véase la Figura 13.20). Además, se debe proporcionar un modo de eliminar los productos de la reacción. La batería convencional es un sistema cerrado, mientras que la pila de combustible funciona como sistema abierto.

El trabajo eléctrico de una pila de combustible internamente reversible se determina aplicando un análisis termodinámico a un sistema abierto. Considérese la pila de combustible mostrada en la Figura 13.20. Se supone que el calor transferido hacia o desde la pila de combustible es el resultado del funcionamiento isotermo. Si se desprecian las variaciones de las energías cinética y potencial, la

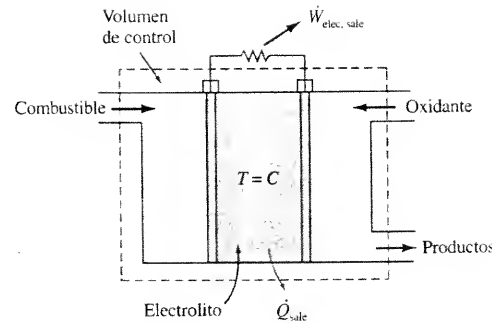


Figura 13.20. Esquema de una pila de combustible.

ecuación de la energía en régimen estacionario aplicada al volumen de control pila de combustible queda reducida a

$$\dot{W}_{\text{elec}} = \dot{N}_{\text{comb}} \left(\sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i \right) - \dot{Q} = \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}}) - \dot{Q}$$

Análogamente, el balance de entropía para un volumen de control en régimen estacionario e isoterma es

$$0 = \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{N}_{\text{comb}} \left(\sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i - \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i \right) = \frac{\dot{Q}}{T} + \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{s}_{\text{reac}} - \bar{s}_{\text{prod}})$$

Resolviendo el balance de entropía en \dot{Q} y sustituyendo el resultado en el balance de energía, se obtiene una expresión para la potencia eléctrica reversible de la pila de combustible igual a

$$\begin{aligned} \dot{W}_{\text{elec, rev}} &= \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}}) - [-\dot{N}_{\text{comb}} T (\bar{s}_{\text{reac}} - \bar{s}_{\text{prod}})] = \\ &= \dot{N}_{\text{comb}} [\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}} - T (\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}})] = \\ &= \dot{N}_{\text{comb}} [\Delta \bar{h}_R - T \Delta \bar{s}_R] \end{aligned}$$

donde $\Delta \bar{h}_R$ y $\Delta \bar{s}_R$ son, respectivamente, la entalpía y la entropía de reacción. Como la función de Gibbs se define como $g \equiv h - Ts$, en condiciones de temperatura constante, $\Delta \bar{g} = \Delta \bar{h} - T \Delta \bar{s}$. Comparando esta relación con la ecuación anterior dada para la potencia eléctrica reversible, se llega a que

$$\dot{W}_{\text{elec, rev}} = \dot{N}_{\text{comb}} \Delta \bar{g}_R \quad (\text{temperatura constante}) \quad [13.31]$$

Por tanto, el trabajo eléctrico por mol de combustible de una pila de combustible internamente reversible e isoterma se mide por la variación de la función de Gibbs de la reacción.

Para el funcionamiento de baterías y pilas de combustible se definen con frecuencia varios rendimientos distintos. Un estándar de prestaciones posible es el cociente entre el trabajo útil máximo de salida y la energía suministrada. Se ha visto que el trabajo útil máximo de salida por mol de combustible viene dado por $\Delta \bar{g}_R$. La energía suministrada por mol de combustible es la entalpía de reacción $\Delta \bar{h}_R$ liberada por la reacción química global. El *rendimiento ideal* de una pila de combustible, por tanto, puede definirse mediante la relación

$$\eta_i = \frac{\Delta \bar{g}_R}{\Delta \bar{h}_R} \quad [13.32]$$

donde normalmente, tanto $\Delta \bar{g}_R$ como $\Delta \bar{h}_R$ poseen valores negativos. Cuando el funcionamiento es isoterma, $\Delta \bar{g} = \Delta \bar{h} - T \Delta \bar{s}$. Por tanto, con frecuencia el rendimiento ideal se ve escrito en la forma

$$\eta_i = 1 - \frac{T \Delta \bar{s}_R}{\Delta \bar{h}_R} \quad [13.33]$$

La magnitud $T \Delta \bar{s}_R$ en procesos reversibles isoterms representa el calor intercambiado por el sistema. Cuando el calor se transfiere reversiblemente hacia fuera del sistema ($\Delta \bar{s}_R$ es negativo), el rendimiento ideal es menor que la unidad. Cuando $\Delta \bar{s}_R$ es positivo se obtiene un rendimiento ideal mayor que la unidad. Esto es posible, y simplemente indica que para mantener el proceso isoterma se transfiere calor hacia la pila de combustible.

Para evaluar el rendimiento ideal se necesita información sobre la entalpía de reacción $\Delta \bar{h}_R$, la variación de la función de Gibbs de la reacción $\Delta \bar{g}_R$ y la variación de entropía de la reacción $\Delta \bar{s}_R$, a la temperatura dada. Recuerdese que el valor de $\Delta \bar{h}_R$ de un sistema reactivo de gases ideales es

$$\Delta \bar{h}_{R, T} = \Delta \bar{h}_{R, 298}^0 + \sum_{\text{prod}} v_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} v_i (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \quad [13.21]$$

Análogamente, $\Delta \bar{s}_{R, T}$ viene dado por

$$\Delta \bar{s}_{R, T} = \sum_{\text{prod}} v_i \left(s_{i, T}^0 - R \ln \frac{p_i}{p_{\text{ref}}} \right) - \sum_{\text{reac}} v_i \left(s_{i, T}^0 - R \ln \frac{p_i}{p_{\text{ref}}} \right) \quad [13.34]$$

donde el subíndice T representa en este caso la misma temperatura de reactivos y productos, ya que el proceso es isoterma. La ecuación de la entalpía de reacción, cuando las reacciones transcurren a la temperatura de referencia estándar de 298 K, se reduce a

$$\Delta \bar{h}_{R, 298}^0 = \sum_{\text{prod}} v_i \Delta \bar{h}_{f, 298, i}^0 - \sum_{\text{reac}} v_i \Delta \bar{h}_{f, 298, i}^0 \quad [13.19]$$

Para la función de Gibbs se tiene una ecuación análoga

$$\Delta \bar{g}_{R, 298}^0 = \sum_{\text{prod}} v_i \Delta \bar{g}_{f, 298, i}^0 - \sum_{\text{reac}} v_i \Delta \bar{g}_{f, 298, i}^0 \quad [13.35]$$

En la Tabla A.23 se recogen valores característicos de la función de Gibbs de formación de compuestos a 1 atm y 25 °C (77 °F).

Además del rendimiento ideal de una batería o de una pila de combustible, otro parámetro importante es la fuerza electromotriz ideal generada por la pila en circuito abierto. Ya se ha visto que la variación de la función de Gibbs en el caso reversible es una medida del trabajo eléctrico producido por la pila. El trabajo eléctrico es el producto de la carga Q_c que atraviesa la pila por mol de combustible que reacciona, por el potencial electrostático ideal V_i generado. Es decir, $w_{\text{elec}} = -Q_c V_i$. La carga Q_c es igual al número de moles de electrones N_e producidos en la reacción de la pila por mol de combustible que reacciona, multiplicado por el número de culombios (C) por mol de electrones, \mathcal{F} . De ahí que $Q_c = N_e \mathcal{F}$. Por tanto

$$\dot{W}_{\text{elec, rev}} / \dot{N}_{\text{comb}} = -N_e \mathcal{F} V_i = \Delta \bar{g}_R$$

o

$$V_i = \frac{-\Delta \bar{g}_R}{N_e \mathcal{F}} \quad \text{ideal} \quad [13.36]$$

En las reacciones de baterías y pilas de combustible, la magnitud $\Delta \bar{g}_R$ es negativa, de modo que la fuerza electromotriz ideal V_i tiene valor positivo.

La cantidad de carga \mathcal{F} recibe el nombre de *faraday*. Su valor es

$$\mathcal{F} = \frac{6,023 \times 10^{23} \text{ electrones}}{\text{mol electrones}} \times \frac{1,602 \times 10^{-19} \text{ C}}{\text{electrón}} = 96.487 \text{ C/mol electrones}$$

Si se multiplica este valor por la identidad $1 \text{ J} = 1 \text{ V} \cdot \text{C}$, entonces

$$\mathcal{F} = 96.487 \text{ kJ/V} \cdot \text{kmol electrones} \quad [13.37]$$

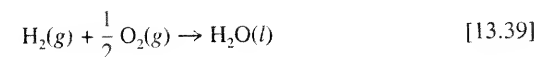
Por tanto, la Ecuación [13.35] se convierte en

$$V_i = \frac{-\Delta \bar{g}_R}{96.487 N_c} \quad \text{ideal} \quad [13.38]$$

donde $\Delta \bar{g}_R$ se expresa en kJ/kmol y V_i en voltios.

El valor de N_c se obtiene conociendo las reacciones que tienen lugar en los dos electrodos. El *ánodo* es el electrodo negativo, en el que se ioniza el combustible y desde donde se suministran los electrones al circuito externo. El *cátodo* es el electrodo positivo, donde se ioniza el oxidante y se reciben los electrones que provienen del circuito externo. Para completar el circuito eléctrico, un *electrolito* transporta los iones entre los electrodos. Cuando se utiliza una disolución acuosa ácida, los iones positivos H^+ son transportados a través del electrolito desde el ánodo hasta el cátodo. Si el electrolito es una disolución básica, los iones negativos OH^- se mueven desde el cátodo hasta el ánodo. También pueden utilizarse como electrolitos, líquidos no acuosos y sólidos.

El método para evaluar la magnitud N_c de la Ecuación [13.38] se aprecia con mayor claridad examinando dos ejemplos concretos. Piénsese primero en una pila de combustible de hidrógeno y oxígeno como las que se han empleado en misiones espaciales. La reacción global a temperatura ambiente es



En la Figura 13.21a se muestra un esquema de la pila funcionando con un electrolito ácido. Resulta conveniente expresar la reacción química global en función de las reacciones individuales que tienen lugar en cada electrodo. Las reacciones que ocurren en el ánodo y el cátodo reciben el nombre de *semirreacciones*. La semirreacción del ánodo para la pila de $\text{H}_2 - \text{O}_2$ es



Los electrones liberados en el ánodo pasan entonces a través de un circuito externo con el fin de completar la reacción. Colocando una carga externa en el circuito se puede producir trabajo eléctrico, incluso si el proceso es isotermodinámico. Como se convierte directamente la energía química en energía eléctrica, la limitación de Carnot sobre el rendimiento del proceso de conversión no existe. La semirreacción en el cátodo es

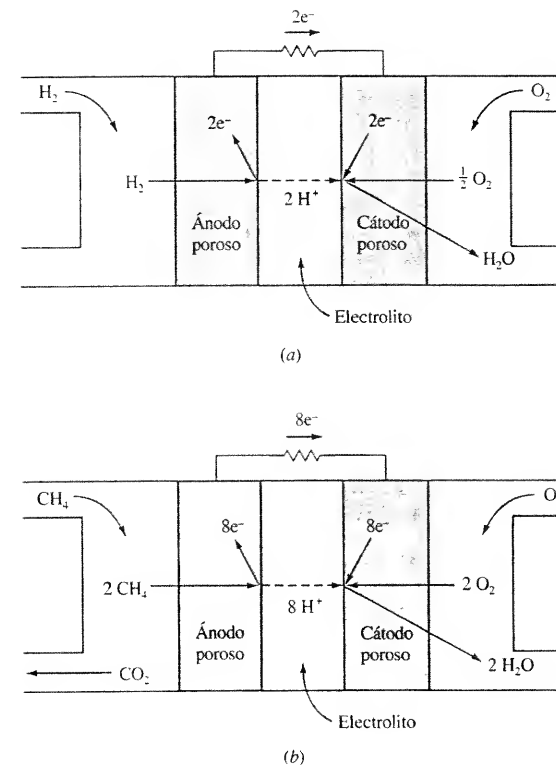
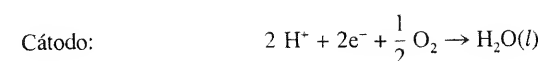


Figura 13.21. Esquema de (a) pila de combustible de hidrógeno y oxígeno, y (b) pila de combustible de metano y oxígeno.

Así pues, durante el proceso los iones hidrógeno emigran desde el ánodo hasta el cátodo a través del electrolito, mientras que los electrones pasan por el circuito externo. En este caso, N_c es 2, ya que se liberan dos electrones en el ánodo por cada molécula de hidrógeno consumida.

Considérese una pila de combustible de hidrógeno y oxígeno que contiene un electrolito ácido. Para una temperatura de 25°C , y suponiendo que el agua formada en el cátodo como producto está toda en estado líquido, determínese (a) el trabajo máximo de salida, en kJ/kmol de combustible, (b) el rendimiento ideal, y (c) la fuerza electromotriz ideal.

EJEMPLO 13.20

Solución

Datos. Pila de combustible de hidrógeno y oxígeno, como se indica en la Figura 13.21a.

Incógnitas. (a) $\dot{W}_{\text{elec, rev}}/\dot{N}_{\text{comb}}$, (b) η_{ideal} , y (c) V_i en voltios.

Modelo. Régimen estacionario, pila isoterma, internamente reversible.

Análisis. (a) En esta pila de combustible concreta pueden suponerse puros todos los reactantes y productos y se toma la presión de funcionamiento igual a 1 atm. Por tanto, el trabajo máximo de salida dado por la variación de la función de Gibbs de la reacción se

determina con el valor en el estado estándar, $\Delta \bar{g}_{R, 298}^0$. Con la Ecuación [13.35] y los datos de la Tabla A.23 se tiene que

$$\begin{aligned}\dot{W}_{\max}/\dot{N}_{\text{comb}} &= \Delta \bar{g}_{R, 298}^0 = \sum_i (v_i \Delta \bar{g}_{f, i}^0)_{\text{prod}} - \sum_i (v_i \Delta \bar{g}_{f, i}^0)_{\text{reac}} = \\ &= 1(-237.180) - 1(0) - 1/2 (0) = -237.180 \text{ kJ/kmol}\end{aligned}$$

(b) El rendimiento ideal exige la evaluación de la variación de entalpía de la reacción, que en este caso de sustancias puras estando cada una de ellas a 1 atm viene dada por $\Delta \bar{h}_{298}^0$. De ahí que, utilizando la Ecuación [13.19] y los valores de la Tabla A.23

$$\begin{aligned}\Delta \bar{h}_{R, 298}^0 &= \sum_{\text{prod}} v_i \Delta \bar{h}_{f, 298, i}^0 - \sum_{\text{reac}} v_i \Delta \bar{h}_{f, 298, i}^0 = \\ &= 1(-285.830) - 1(0) - 1/2 (0) = -285.830 \text{ kJ/kmol}\end{aligned}$$

Recurriendo a la Ecuación [13.32], el rendimiento ideal a 298 K queda entonces

$$\eta_i = \frac{\Delta \bar{g}_R}{\Delta \bar{h}_R} = \frac{-237.180}{-285.830} = 0.830 \text{ (83,0 por 100)}$$

Adviértase que, en este caso, la energía $\Delta \bar{g}_R$ que sale es menor que la energía $\Delta \bar{h}_R$ que entra. La diferencia entre estos valores, $\Delta \bar{h}_R - \Delta \bar{g}_R$, es una medida del calor que es necesario transferir al ambiente si se quiere mantener esta pila a temperatura constante.

(c) La fuerza electromotriz ideal de la pila se obtiene mediante la Ecuación [13.38]. En este caso, el valor de N_e es 2, como se muestra en las semirreacciones del ánodo o del cátodo estudiadas anteriormente. Por consiguiente

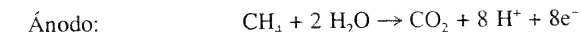
$$V_i = \frac{-\Delta \bar{g}_R}{96.487 N_e} = \frac{-(-237.180)}{96.487(2)} = 1.23 \text{ V}$$

Comentario. Cuando en baterías y pilas de combustible se emplean otras sustancias, la fuerza electromotriz ideal puede encontrarse entre 1 y 2 V por pila. Colocando varias pilas en serie se obtienen valores del conjunto más altos.

Como segundo ejemplo, se muestra a continuación cómo se puede obtener el número de moles de electrones N_e producidos por mol de combustible con un hidrocarburo como el metano (CH_4). En la Figura 13.21b se muestra un esquema del proceso. La reacción química completa se puede escribir



En el ánodo, los reactantes son CH_4 y el agua del electrolito, y los productos son dióxido de carbono gaseoso, iones hidrógeno y electrones. La semirreacción en el ánodo es



En el cátodo, los electrones y los iones hidrógeno reaccionan con el oxígeno introducido en la pila para formar agua. En este caso



El número de electrones N_e liberados por cada molécula de un combustible hidrocarbonado cualquiera que no contenga oxígeno, C_xH_y , es igual a $4x + y$.

Una cuestión importante del análisis de cualquier pila de combustible es la influencia de la temperatura en su funcionamiento. En primer lugar, el rendimiento ideal se puede ver afectado por la temperatura. Esto depende de la variación de $\Delta \bar{g}_R$ y $\Delta \bar{h}_R$ con la misma. En la pila de hidrógeno y oxígeno, por ejemplo, estas propiedades varían bastante con la temperatura. En segundo lugar, también es importante la influencia de la temperatura en la velocidad de la reacción. Las pilas que utilizan como combustible carbón o hidrocarburos, con frecuencia tienen que funcionar a temperaturas elevadas, con el fin de alcanzar unas velocidades de reacción suficientes.

Las plantas de potencia de pilas de combustible a gran escala presentan muchas y variadas ventajas frente a las plantas convencionales de combustibles sólidos. La pila de combustible funciona como convertidor directo de energía y no como motor térmico. Por tanto, no se ve afectada por la limitación del rendimiento de Carnot dada por la segunda ley. De este modo, posee en potencia mayores rendimientos en la conversión de energía que los motores térmicos convencionales. La primera generación de pilas de combustible tiene rendimientos en torno al 40 por 100, mientras que los de la segunda se espera que estén entre el 45 por 100 y el 50 por 100. Esto contrasta con los valores de entre el 30 por 100 y el 40 por 100 de las plantas de combustibles fósiles actualmente en funcionamiento. Además, el rendimiento de un sistema de pilas de combustible se halla directamente relacionado con el de la pila individual. Por tanto, el tamaño de la planta no va a afectar al rendimiento. Por el contrario, el rendimiento térmico de las plantas de combustibles fósiles disminuye el disminuir el tamaño. Para un tamaño determinado, una planta convencional es mucho menos eficiente a carga parcial. Sin embargo, el rendimiento de las plantas de potencia de pilas de combustible será prácticamente el mismo funcionando con un valor cualquiera entre el 25 por 100 y el 100 por 100 de la carga nominal. Otra ventaja importante de las plantas de potencia de pilas de combustible es su capacidad de respuesta rápida a las variaciones de carga. Dicha respuesta puede ser inferior a un minuto. Las grandes plantas de potencia convencionales tienen tiempos de respuesta muy grandes. Por tanto, las variaciones de carga grandes se manejan por otros medios. Entre el resto de las características convenientes de las plantas de potencia de pilas de combustible se encuentran las cantidades extremadamente pequeñas de contaminación del aire y las grandes cantidades de energía residual que no se ceden al ambiente.

13.11. RESUMEN

Las reacciones químicas en las que intervienen combustibles hidrocarbonados con aire seco se estudian generalmente suponiendo una composición del aire seco del 21 por 100 de oxígeno y el 79 por 100 de nitrógeno. La reacción estequiométrica se da cuando es completa y no hay exceso de oxígeno en los productos. Cuando el combustible y el aire no se encuentran en proporción estequiométrica, la composición de los reactantes se expresa en función del porcentaje teórico o porcentaje de exceso de aire utilizado. También se emplea la relación aire-combustible (referida a la masa) o la razón de equivalencia. Cuando se mide la composición de los gases producto, la composición de los reactantes se puede determinar a partir de los balances de las especies atómicas.

Cuando se aplica el principio de conservación de la energía a procesos con reacciones químicas, se debe tener la precaución de incluir la energía almacenada en los enlaces químicos que cambian durante una reacción química. Esto se hace definiendo primero la *entalpía de formación* $\Delta \bar{h}_f$ como la variación de entalpía que tiene lugar cuando se forma un compuesto a partir de sus elementos estables, a una temperatura y presión dadas. Por convenio, se asigna el valor cero a la

entalpía de la forma estable de los elementos en el *estado de referencia estándar* (25 °C y 1 atm). Así, la entalpía de un compuesto cualquiera i puede definirse por

$$\bar{h}_{i,T,P} = \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 + (\bar{h}_{T,P} - \bar{h}_{298\text{ K},1\text{ atm}})_i$$

donde $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ es la entalpía de formación en el estado de referencia estándar, y $\bar{h}_{T,P} - \bar{h}_{298\text{ K},1\text{ atm}}$ es la variación de entalpía sensible del compuesto entre el estado de referencia estándar y el estado deseado. La entalpía de un gas ideal sólo es función de la temperatura, y esta ecuación se simplifica

$$\bar{h}_{i,T} = \Delta \bar{h}_{f,298,i}^0 + (\bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i \quad \text{gas ideal}$$

siendo \bar{h}_T y \bar{h}_{298} las entalpías de gas ideal a las temperaturas T y 298 K respectivamente.

Se puede escribir entonces la ecuación de la energía para un sistema abierto en régimen estacionario con reacciones químicas, en el que se desprecian las variaciones de las energías cinética y potencial, como

$$\dot{Q} + \dot{W} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i \bar{h}_i$$

donde \dot{N}_i es el flujo molar del compuesto i . Como en combustión, la mayor parte de los cálculos se efectúan con respecto a los flujos de combustible, una forma más útil del balance de energía es la siguiente

$$\dot{Q} + \dot{W} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \bar{h}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{h}_i \right] = \dot{N}_{\text{comb}} [\bar{h}_{\text{prod}} - \bar{h}_{\text{reac}}]$$

siendo $n_i = \dot{N}_i / \dot{N}_{\text{comb}}$, y \bar{h}_{prod} y \bar{h}_{reac} las entalpías de productos y reactantes por mol de combustible, respectivamente. Cuando el balance de energía se aplica a un proceso de combustión, el término del trabajo suele ser igual a cero. Cuando las temperaturas inicial y final de la reacción de combustión son iguales, el calor transferido por mol de combustible $\dot{Q} / \dot{N}_{\text{comb}}$ recibe el nombre de *entalpía de reacción* $\Delta \bar{h}_R$ o *entalpía de combustión* $\Delta \bar{h}_c$, y sus valores numéricos son negativos. Cuando se da el valor absoluto de la entalpía de combustión por unidad de masa, se habla de *poder calorífico del combustible*.

La predicción de la *temperatura de combustión (o de llama) adiabática* de unos reactantes determinados constituye una de las aplicaciones importantes del balance de energía. En este caso, el balance de energía proporciona una ecuación en la que la entalpía final de los productos depende implícitamente de la temperatura final del proceso. Este tipo de cálculo requiere a menudo un método de resolución iterativo cuando sólo se dispone de datos de entalpía tabulados.

Los cálculos de los procesos de combustión se pueden desarrollar también para sistemas de volumen constante. En este caso

$$Q = \sum_{\text{prod}} N_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} N_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{u}_T - \bar{u}_{298})_i - \Delta N R_u T_{298}$$

La evaluación de la presión final (explosión) en este caso es importante por cuestiones de seguridad.

El balance de entropía se puede aplicar a una reacción química en régimen estacionario, y al igual que se ha hecho con el balance de energía, resulta útil escribir el balance en función del flujo molar de combustible

$$0 = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i - \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i \right] + \sum_j \frac{\dot{Q}_j}{T_j} + \dot{\sigma}_{\text{vc}}$$

donde $\bar{s}_{i,T,P}$ es la *entropía absoluta* de un compuesto. La entropía absoluta de un gas ideal es

$$\bar{s}_{i,T,P} = \bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln (p_i / P_{\text{ref}}) \quad \text{gas ideal}$$

estando los valores de $\bar{s}_{i,T}^0$ referidos a la entropía cero en el cero absoluto de temperatura, y $p_i = y_i P$ es la presión parcial del componente. La variación de entropía de una reacción se define en función de la entropía de los reactantes y los productos por mol de combustible, como

$$\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = \sum_{\text{prod}} n_i \bar{s}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{s}_i$$

Cuando se escribe el balance de energía para un sistema abierto adiabático en régimen estacionario, con reacciones químicas, se llega a que $\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = \dot{\sigma}_{\text{vc}} / \dot{N}_{\text{comb}} \geq 0$.

Empleando el concepto de exergía, se tiene que el trabajo reversible asociado a una reacción química en un sistema abierto viene dado por

$$\dot{W}_{\text{rev,est}} = \dot{N}_{\text{comb}} \left[\sum_{\text{prod}} n_i \bar{\psi}_i - \sum_{\text{reac}} n_i \bar{\psi}_i \right] = \dot{N}_{\text{comb}} [\bar{\psi}_{\text{prod}} - \bar{\psi}_{\text{reac}}]$$

donde $\bar{\psi}_i = \bar{h}_i - T_0 \bar{s}_i$, la exergía de la corriente, se calcula con la entalpía y entropía apropiadas para tener en cuenta las contribuciones químicas. La irreversibilidad de un proceso de combustión en un sistema abierto en régimen estacionario se puede escribir como

$$\dot{I}_{\text{vc}} = T_0 \dot{\sigma}_{\text{vc}} = T_0 \dot{N}_{\text{comb}} (\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}}) - \dot{Q}$$

El trabajo eléctrico máximo obtenible de una pila de combustible es

$$\dot{W}_{\text{elec,rev}} = \dot{N}_{\text{comb}} \Delta \bar{g}_T$$

el rendimiento ideal es

$$\eta_i = \frac{\Delta \bar{g}_R}{\Delta \bar{h}_R} = 1 - \frac{T \Delta \bar{s}_R}{\Delta \bar{h}_R}$$

y la fuerza electromotriz ideal se obtiene mediante

$$V_i = \frac{-\Delta \bar{g}_R}{96.487 N_c}$$

donde $\Delta \bar{g}_R$ se expresa en kJ/kmol y V_i está en voltios. El valor de N_c se determina a partir de las semirreacciones que tienen lugar en el ánodo y el cátodo.

PROBLEMAS

- 13.1. Se quema 1 kg/min de etano (C_2H_6) con aire seco, en una proporción combustible-aire de 1:17 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 1 bar. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 20 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 1 bar y 27 °C, en m^3/min . Si el aire suministrado en la realidad tiene una relación de humedad de 16 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.2. Se quema 1 kg/min de etileno (C_2H_4) con aire seco, en una proporción combustible-aire de 1:17 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 95 kPa. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 20 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 95 kPa y 27 °C, en m^3/min . Si el aire suministrado en la realidad tiene una relación de humedad de 15 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.3. Se quema 1 kg/min de acetileno (C_2H_2) con aire seco, en una proporción aire-combustible de 17:1 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 110 kPa. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 20 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 110 kPa y 22 °C, en m^3/min . Si el aire suministrado en la realidad tiene una relación de humedad de 16 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.4. Se quema 1 kg/min de propileno (C_3H_6) con aire seco, en una proporción aire-combustible de 17:1 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 1,05 bar. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 20 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 1,05 bar y 32 °C, en m^3/min . Si el aire suministrado en la realidad tiene una relación de humedad de 17 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.5. Se quema una corriente de 1 kg/min de etano (C_2H_6) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 100 kPa. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 25 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco

- necesario a 100 kPa y 22 °C, en m^3/min . Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 17 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.6. Se quema una corriente de 1 kg/min de etileno (C_2H_4) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 1,05 bar. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 25 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 1,05 bar y 27 °C, en m^3/min . Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 17 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.7. Se quema una corriente de 1 kg/min de acetileno (C_2H_2) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 98 kPa. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 25 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 98 kPa y 22 °C, en m^3/min . Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 16 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.8. Se quema una corriente de 1 kg/min de propileno (C_3H_6) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 1 bar. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Celsius, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 25 °C, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 1 bar y 27 °C, en m^3/min . Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 15 g H_2O/kg aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.9I. Se quema 1 lb_m/min de etano (C_2H_6) con aire seco, en una proporción aire-combustible de 17:1 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 14,5 psia. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 70 °F, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 14,5 psia y 80 °F, en ft^3/min . Si el aire suministrado tiene realmente una relación de humedad de 0,015 $lb_m H_2O/lb_m$ aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.10I. Se quema 1 lb_m/min de propileno (C_3H_6) con aire seco, en una proporción combustible-aire de 1:17 en masa. Supóngase combustión completa y una presión total de 14,7 psia. Calcúlese (a) el porcentaje de exceso de aire utilizado, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en volumen de CO_2 en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 70 °F, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 14,7 psia y 80 °F, en ft^3/min . Si el aire suministrado en la realidad tiene una relación de humedad de

- 0,015 lb_m H₂O/lb_m aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.11I. Se quema una corriente de 1 lb_m/min de etano (C₂H₆) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 14,8 psia. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N₂ en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 80 °F, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 14,8 psia y 80 °F, en ft³/min. Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 0,017 lb_m H₂O/lb_m aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.12I. Se quema una corriente de 1 lb_m/min de acetileno (C₂H₂) con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Supóngase combustión completa y una presión total de 14,6 psia. Calcúlese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la razón de equivalencia, (c) el tanto por ciento en moles de N₂ en los gases producto, (d) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, (e) el tanto por ciento de vapor de agua condensado si se enfrían los gases producto hasta 80 °F, y (f) el flujo volumétrico de aire seco necesario a 14,6 psia y 80 °F, en ft³/min. Si el aire real suministrado tiene una relación de humedad de 0,014 lb_m H₂O/lb_m aire seco, (g) determínese la temperatura de rocío de los productos de la reacción.
- 13.13. Se quema propano (C₃H₈) con un 20 por 100 de exceso de aire. Debido a una mezcla incompleta, sólo se convierte en CO₂ el 96 por 100 del carbono presente en el combustible, apareciendo el resto como CO. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la fracción molar de CO₂ en los productos, y (c) la temperatura de rocío, en grados Celsius, si la presión es de 108 kPa.
- 13.14. Se quema benceno líquido (C₆H₆) con un 120 por 100 de la demanda de aire teórico. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la fracción molar de N₂ en los productos, y (c) la temperatura de rocío, en grados Celsius, si la presión es de 110 kPa.
- 13.15. Se realiza la combustión completa de pentano gaseoso (C₅H₁₂) con un 25 por 100 de exceso de aire a una presión de 1,03 bar.
- Si el aire suministrado es aire seco, calcúlese (1) la temperatura de rocío, en grados Celsius, y (2) el número de moles de agua por mol de combustible quemado que condensaría, si se enfriaran los gases producto hasta 22 °C.
 - Si el aire suministrado tiene una humedad específica de 14 g H₂O/kg aire seco, obténganse los resultados de las mismas preguntas del apartado a.
- 13.16. Se quema metano gaseoso (CH₄) con un 50 por 100 de exceso de aire a 0,95 bar.
- Si el aire suministrado es aire seco, obténgase (1) la temperatura de rocío, en grados Celsius, y (2) el número de moles de agua por mol de combustible que condensaría, si los gases producto se enfriaran hasta 25 °C.
 - Si el aire suministrado tiene una humedad específica de 16 g H₂O/kg aire seco, respóndase a las mismas preguntas del apartado a.

- 13.17I. Se quema etileno (C₂H₄) con un 20 por 100 de exceso de aire. Debido a una mezcla incompleta, sólo se convierte en CO₂ el 96 por 100 del carbono presente en el combustible, apareciendo el resto como CO. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la fracción molar de CO₂ en los productos, y (c) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, si la presión es de 14,8 psia.
- 13.18I. Se quema benceno líquido (C₆H₆) con un 140 por 100 de la demanda teórica de aire. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) la fracción molar de N₂ en los productos, y (c) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, si la presión es 15,0 psia.
- 13.19I. Se realiza la combustión completa de pentano gaseoso (C₅H₁₂) con el aire estequiométrico a una presión de 14,8 psia.
- Si el aire suministrado es aire seco, calcúlese (1) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, y (2) el número de moles de agua por mol de combustible quemado que condensaría, si se enfriaran los gases producto hasta 75 °F.
 - Si el aire suministrado tiene una humedad específica de 0,014 lb_m H₂O/lb_m aire seco, obténganse los resultados de las mismas preguntas del apartado a.
- 13.20. Un combustible gaseoso tiene la siguiente composición volumétrica: 60 por 100 de CH₄, 30 por 100 de C₂H₆ y 10 por 100 de N₂. Se realiza la combustión completa utilizando un 20 por 100 de exceso de aire. Determínese (a) el tanto por ciento en moles de los distintos productos, en base seca, (b) la relación aire-combustible empleada, (c) la temperatura de rocío, en grados Celsius, si la presión total es 100 kPa, y (d) el tanto por ciento en moles de CO₂ presente en los gases producto en base seca, si el gas se enfría hasta 20 °C.
- 13.21. Un combustible gaseoso, cuyo análisis volumétrico es 65 por 100 de CH₄, 25 por 100 de C₂H₆, 5 por 100 de CO₂ y 5 por 100 de N₂, se quema con un 30 por 100 de exceso de aire seco. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) el tanto por ciento de CO₂ en moles, presente en los gases producto, (c) la temperatura de rocío si la presión total es 1,0 bar, y (d) el tanto por ciento de N₂ en moles, presente en los gases producto, si el gas se enfría hasta 22 °C.
- 13.22. Un combustible gaseoso, cuyo análisis volumétrico es 80 por 100 de CH₄ y 20 por 100 de C₃H₈, se quema con un 20 por 100 de exceso de aire seco. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) el tanto por ciento de N₂ en moles, presente en los gases producto, (c) la temperatura de rocío si la presión total es 105 kPa, y (d) el tanto por ciento de N₂ en moles, presente en los gases producto, si el gas se enfría hasta 30 °C.
- 13.23. Un combustible gaseoso, con un 60 por 100 de CH₄ y un 40 por 100 de C₂H₄ en moles, se quema con un 10 por 100 de exceso de aire seco. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) el tanto por ciento de CO₂ en moles, presente en los productos, (c) la temperatura de rocío si la presión total es 1,05 bar, y (d) el tanto por ciento de CO₂ en moles, presente en los gases producto, si la mezcla se enfría hasta 25 °C.
- 13.24I. Un combustible gaseoso tiene la siguiente composición volumétrica: 60 por 100 de CH₄, 30 por 100 de C₂H₆ y 10 por 100 de N₂. Se realiza la combustión completa utilizando un 20 por 100 de exceso de aire. Determínese (a) el tanto por ciento en moles de los distintos produc-

- tos, en base seca, (b) la relación aire-combustible empleada, (c) la temperatura de rocío, en grados Fahrenheit, si la presión total es 14,7 psia, y (d) el tanto por ciento en moles de CO_2 en base húmeda, presente en los gases producto, si el gas se enfría hasta 70 °F.
- 13.25I. Un combustible gaseoso, cuyo análisis volumétrico es 70 por 100 de CH_4 , 25 por 100 de C_2H_6 y 5 por 100 de CO_2 , se quema con un 30 por 100 de exceso de aire seco. Determínese (a) la relación aire-combustible utilizada, (b) el tanto por ciento en moles de CO_2 , presente en los gases producto, (c) la temperatura de rocío si la presión total es 14,7 psia, y (d) el tanto por ciento en moles de N_2 , presente en los gases producto, si el gas se enfría hasta 80 °F.

PROCESOS REALES DE COMBUSTIÓN

- 13.26. Se quema octano (C_8H_{18}) con aire seco, y el análisis volumétrico de los productos en base seca da el siguiente resultado: 10,39 por 100 de CO_2 , 4,45 por 100 de O_2 y 1,48 por 100 de CO. Calcúlese (a) la relación aire-combustible real utilizada, y (b) el tanto por ciento de aire teórico empleado.
- 13.27. La combustión de metano gaseoso (CH_4) con aire seco da el análisis volumétrico siguiente en un ensayo: 9,7 por 100 de CO_2 , 0,5 por 100 de CO y 3,0 por 100 de O_2 . Determínese (a) el número de moles de aire utilizados por mol de combustible, (b) el porcentaje de aire teórico utilizado, y (c) la relación aire-combustible.
- 13.28. En un ensayo de combustión se quema carbón sólido con aire seco. El análisis volumétrico de los productos de la combustión en base seca muestra un 3,5 por 100 de CO, un 13,8 por 100 de CO_2 y un 5,2 por 100 de O_2 . Obténgase (a) la relación aire-combustible utilizada, y (b) el tanto por ciento de aire teórico empleado.
- 13.29. Se quema etileno (C_2H_4) con un 33 por 100 de exceso de aire. El análisis de los productos de la combustión en base seca señala la presencia de un 6,06 por 100 de O_2 en volumen. El resto de los resultados del análisis se ha perdido. ¿Qué tanto por ciento del carbono del combustible se ha convertido en CO en lugar de CO_2 ?
- 13.30. Se quema propileno (C_3H_6) con un 20 por 100 de exceso de aire. El análisis de los productos de la combustión en base seca señala la presencia de un 4,31 por 100 de O_2 en volumen. ¿Qué tanto por ciento del carbono del combustible se ha convertido en CO en lugar de CO_2 ?
- 13.31. El análisis volumétrico de los productos secos de la combustión de un combustible hidrocarbonado, descrito por la fórmula general C_xH_y , es 13,6 por 100 de CO_2 , 0,4 por 100 de O_2 , 0,8 por 100 de CO, 0,4 por 100 de CH_4 y 84,8 por 100 de N_2 . Se han formado 13,6 mol de CO_2 por mol de combustible. Determínese (a) los valores de x e y , y (b) la relación aire-combustible utilizada.
- 13.32. El análisis volumétrico de los productos secos de la combustión de un combustible hidrocarbonado, descrito por la fórmula general C_xH_y , es 12,37 por 100 de CO_2 , 0,87 por 100 de CO, 2,47 por 100 de O_2 y 84,29 por 100 de N_2 . En los productos de la combustión se tienen 1,42 mol de O_2 por mol de combustible. Obténganse (a) los valores de x e y , y (b) la relación aire-combustible utilizada.

- 13.33. Se quema con aire seco un combustible gaseoso, cuyo análisis volumétrico es 60 por 100 de CO, 20 por 100 de H_2 y 20 por 100 de N_2 . El análisis volumétrico de los productos en base seca da el resultado siguiente: 20,0 por 100 de CO_2 , 5,0 por 100 de CO y 2,8 por 100 de O_2 . Calcúlese (a) el tanto por ciento de aire teórico empleado, y (b) la relación aire-combustible utilizada.
- 13.34. Un combustible gaseoso contiene un 20 por 100 de CH_4 , un 40 por 100 de C_2H_6 y un 40 por 100 de C_3H_8 , estando expresados todos los porcentajes en volumen. El análisis volumétrico de los gases de la combustión en base seca da un 11,4 por 100 de CO_2 , un 1,7 por 100 de O_2 y un 1,2 por 100 de CO. Determínese (a) la relación aire combustible necesaria correcta desde el punto de vista teórico, y (b) el tanto por ciento de exceso de aire utilizado.

ANÁLISIS ENERGÉTICO

- 13.35. A una cámara de combustión que funciona en régimen estacionario a 1 bar entran octano líquido ($n\text{-C}_8\text{H}_{18}$) a 25 °C y aire a 500 K. El flujo volumétrico de aire es 500 m^3/h . Determínese (a) el flujo másico de combustible necesario en kmol/h , y (b) el flujo de calor transferido, en kJ/min , si se emplea el 150 por 100 del aire teórico y la temperatura de los gases producto es 1.000 K.
- 13.36. A una cámara de combustión que funciona en régimen estacionario a 100 kPa entran etano gaseoso (C_2H_6) a 25 °C y aire a 227 °C. Los productos de la combustión salen a 1.100 K. Si se utiliza un 25 por 100 de exceso de aire, la combustión es completa y el flujo másico de combustible es 1 kg/min , obténganse las pérdidas de calor por unidad de tiempo, en kJ/min .
- 13.37. Se quema en régimen estacionario propano (C_3H_8) a 25 °C con el 100 por 100 de exceso de aire, inicialmente a 25 °C y 1 bar. La reacción es completa y los productos salen a 600 K. Para un flujo volumétrico de aire igual a 20 m^3/min , determínese (a) el flujo másico de combustible necesario en kg/min , y (b) el flujo de calor que se necesita transferir, en kJ/min .
- 13.38. Se quema monóxido de carbono con aire, y cada uno de ellos entra a 25 °C. La temperatura final de los productos es 1.100 K y durante el proceso, en régimen estacionario, se cede un calor de 185.000 kJ por kmol de CO. Si la combustión es completa, determínese el tanto por ciento de exceso de aire utilizado.
- 13.39. Se quema hidrógeno gaseoso con aire en régimen estacionario, estando inicialmente cada uno de ellos a 400 K. La temperatura final es 800 K y durante el proceso se cede un calor de 190.000 kJ por kmol de H_2 . Si la combustión es completa, determínese el tanto por ciento de exceso de aire utilizado.
- 13.40. Se quema etileno gaseoso (C_2H_4) con un 10 por 100 de exceso de aire. Debido a que la combustión es incompleta, sólo se convierte en CO_2 un 96 por 100 del carbono del combustible, y el resto aparece como CO. El combustible entra a 25 °C, mientras que la corriente de 30 m^3/min de aire lo hace a 400 K y 120 kPa. Si la temperatura final de los productos de la combustión es 1.500 K, determínese la magnitud del calor que se transfiere, en kJ/min , y su sentido.

- 13.41. A una cámara de combustión en régimen estacionario entran metano (CH_4) y aire a 1 bar y 25 °C, en una proporción tal que el 90 por 100 del carbono presente en el combustible se convierte en CO_2 , y el resto aparece como CO. No hay oxígeno en los productos. Si los productos salen de la cámara de combustión a 500 K, calcúlese el calor transferido, en kJ/kmol de combustible.
- 13.42. A una cámara de combustión en régimen estacionario entran butano (C_4H_{10}) a 25 °C y un 60 por 100 de exceso de aire a 500 K. Calcúlese el calor transferido, en kJ/kmol de combustible, cuando tras la combustión completa, la temperatura final es (a) 1.500 K, y (b) 2.200 K. A continuación, con los resultados de los apartados a y b, (c) estímesese, por extrapolación lineal, la temperatura en kelvin de los productos de la combustión cuando el calor neto transferido es igual a cero.
- 13.43. A una cámara de combustión que funciona en régimen estacionario entran butano (C_4H_{10}) a 25 °C y aire a 500 K. Los productos de la combustión completa salen a 1.600 K y durante la combustión se pierde un calor de 944.000 kJ/kmol de combustible. Determinélese el porcentaje de aire teórico utilizado.
- 13.44. A una cámara de combustión en régimen estacionario entran pentano gaseoso (C_5H_{12}) a 25 °C y un 40 por 100 de exceso de aire a 600 K. Calcúlese el calor transferido, en kJ/kmol de combustible, cuando tras la combustión completa, la temperatura final es (a) 1.400 K, y (b) 1.900 K. A continuación, con los resultados de los apartados a y b, (c) estímesese por extrapolación lineal la temperatura, en kelvin, de los productos de la combustión cuando el calor neto transferido es igual a cero.
- 13.45. A una cámara de combustión entra propano gaseoso (C_3H_8) con un 20 por 100 de exceso de aire, en régimen estacionario a 25 °C y 100 kPa. Debido a una combustión incompleta, sólo se convierte en CO_2 un 94 por 100 del carbono del combustible, y el resto se transforma en CO. Si el flujo másico del aire es igual a 10 kg/min, calcúlese el flujo de calor que es necesario transferir, en kJ/min, si la temperatura de los gases producto es 900 K.
- 13.46. Se quema hidrógeno gaseoso con un 100 por 100 de exceso de aire, inicialmente ambos a 25 °C y 100 kPa. Durante el proceso se transfiere un calor de 35.000 kJ/kmol de combustible. Calcúlese la temperatura de salida de los gases, en kelvin, para el proceso estacionario.
- 13.471. A una cámara de combustión que funciona en régimen estacionario a 14,7 psia entran etano gaseoso (C_2H_6) a 77 °F y aire a 540 °F. Los productos de la combustión salen a 2.000 °R. Si se utiliza un 15 por 100 de exceso de aire, la combustión es completa y el flujo másico de combustible es 1 lb_m/min, obténgase el flujo de calor, en Btu/min.
- 13.481. Se quema propano (C_3H_8) con el 50 por 100 de exceso de aire en régimen estacionario, inicialmente ambos a 77 °F y 1 atm. La reacción es completa y los productos salen a 940 °F. Para un flujo volumétrico de aire igual a 300 ft³/min, determinélese (a) el flujo másico de combustible necesario en lb_m/min, y (b) el flujo de calor que es necesario transferir, en Btu/min.
- 13.491. Se quema hidrógeno gaseoso con aire en régimen estacionario, estando cada uno de ellos a una temperatura inicial de 720 °R. La temperatura final es 1.800 °R. Durante el proceso se ceden por transferencia

de calor 76.000 Btu por libra-mol de H_2 . Si la combustión es completa, determinélese el tanto por ciento de exceso de aire utilizado.

- 13.501. A una cámara de combustión en régimen estacionario entran butano (C_4H_{10}) a 77 °F y un 60 por 100 de exceso de aire a 900 °R. Calcúlese el calor transferido, en Btu/lbmol de combustible, cuando tras la combustión completa, la temperatura final es (a) 2.700 °R, y (b) 3.700 °R. A continuación, con los resultados de los apartados a y b, (c) estímesese por extrapolación lineal la temperatura, en grados Rankine, de los productos de la combustión cuando el calor neto transferido es igual a cero.
- 13.511. A una cámara de combustión que funciona en régimen estacionario entran butano (C_4H_{10}) a 77 °F y aire a 900 °R. Los productos de la combustión completa salen a 2.900 °R y durante la combustión tiene lugar una pérdida de calor de 450.000 Btu/lbmol de combustible. Determinélese el porcentaje de aire teórico utilizado.
- 13.521. A una cámara de combustión en régimen estacionario entran pentano gaseoso (C_5H_{12}) a 77 °F y un 40 por 100 de exceso de aire a 1.080 °R. Calcúlese el calor transferido, en Btu/lbmol de combustible, cuando tras la combustión completa, la temperatura final es (a) 2.500 °R, y (b) 3.500 °R. A continuación, con los resultados de los apartados a y b, (c) estímesese por extrapolación lineal la temperatura, en grados Rankine, de los productos de la combustión cuando el calor neto transferido es igual a cero.
- 13.53. La cámara de combustión de una turbina de gas está alimentada con aire a 400 K y octano líquido a 25 °C. Los productos de la combustión salen a 1.400 K. Calcúlese la relación aire-combustible si el régimen es estacionario, la combustión es completa y se desprecia el calor transferido.
- 13.54. En una cámara de combustión se quema, en régimen estacionario, etileno (C_2H_4) que entra a 25 °C, con exceso de aire que entra a 400 K. Si la temperatura final de los productos de la combustión es 1.700 K, determinélese el porcentaje de exceso de aire utilizado en condiciones adiabáticas.

COMBUSTIÓN ADIABÁTICA

- 13.55. Se quema etileno (C_2H_4) a 25 °C con el 200 por 100 de exceso de aire, que se suministra a 400 K. La reacción transcurre en fase gaseosa y régimen estacionario. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en kelvin.
- 13.56. Se hace reaccionar en régimen estacionario hidrógeno gaseoso a 25 °C con el 500 por 100 de la demanda de oxígeno teórico, que entra a 500 K. Calcúlese la temperatura máxima de la combustión, en kelvin.
- 13.57. Se quema en régimen estacionario propano gaseoso (C_3H_8) con el 20 por 100 de exceso de aire, partiendo de una temperatura de 25 °C. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en kelvin.
- 13.58. Determinélese la temperatura máxima teórica de la combustión del etano con un 30 por 100 de exceso de aire, en un proceso en régimen estacionario. Los reactantes entran a 25 °C y la reacción es completa.

- 13.59. Determinése la temperatura máxima en condiciones adiabáticas y estacionarias, al quemar metano (CH_4) con el aire estequiométrico, si ambos entran a 25 °C. Supóngase que el 10 por 100 del carbono sólo se quema hasta CO.
- 13.60. Se quema monóxido de carbono con el 50 por 100 de exceso de aire, adiabática y estacionariamente. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en kelvin, si los reactantes se encuentran inicialmente a 25 °C.
- 13.61. Determinése la temperatura de combustión adiabática de la reacción del metanol líquido (CH_3OH) con el aire estequiométrico, a 1 bar. El metanol entra a 25 °C y el aire lo hace a 400 K. Supóngase combustión completa y régimen estacionario.
- 13.62. Considérese la descomposición del tetranitrometano según la reacción $\text{C}(\text{NO}_2)_4 \rightarrow \text{CO}_2 + 2\text{N}_2 + 3\text{O}_2$. Si los reactantes entran a 25 °C y la entalpía de formación del $\text{C}(\text{NO}_2)_4$ es -141.920 kJ/kmol, estílese la temperatura de combustión adiabática de los gases producto, en kelvin.
- 13.63. Se quema, en un proceso estacionario, etileno (C_2H_4) gaseoso a 25 °C con el 10 por 100 de exceso de aire a 400 K. Debido a que la combustión es incompleta, sólo se convierte en CO_2 el 96 por 100 del carbono presente en el combustible, apareciendo el resto como CO. Si el proceso es adiabático, determinése la temperatura final de los gases producto, en kelvin.
- 13.64I. Se quema etileno (C_2H_4) a 77 °F con el 300 por 100 de exceso de aire, que se suministra a 260 °F. La reacción transcurre en fase gaseosa y régimen estacionario. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en grados Rankine.
- 13.65I. Se hace reaccionar en régimen estacionario hidrógeno gaseoso a 77 °F con el 600 por 100 de la demanda teórica de oxígeno, que entra a 1.000 °R. Calcúlese la temperatura máxima de la combustión, en grados Rankine.
- 13.66I. Se quema en régimen estacionario propano gaseoso (C_3H_8) con el 20 por 100 de exceso de aire, partiendo de una temperatura de 77 °F. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en grados Rankine.
- 13.67I. Determinése la temperatura máxima teórica de la combustión del etano con un 50 por 100 de exceso de aire, en un proceso en régimen estacionario. Ambos reactantes entran a 77 °F y la reacción es completa.
- 13.68I. Determinése la temperatura máxima en condiciones adiabáticas y estacionarias, al quemar metano (CH_4) con el 20 por 100 de exceso de aire, si entran ambos a 77 °F. Supóngase que el 10 por 100 del carbono sólo se quema hasta CO, convirtiéndose el resto en CO_2 .
- 13.69I. Se quema monóxido de carbono con el aire estequiométrico, adiabática y estacionariamente. Obténgase la temperatura máxima de la combustión, en grados Rankine, si los reactantes se encuentran inicialmente a 77 °F.
- 13.70. Obténgase la temperatura de combustión adiabática, en kelvin, y la presión máxima, en MPa, de la reacción de combustión a volumen constante del CO con el 100 por 100 de exceso de aire. Las condiciones iniciales son 0,1 MPa y 27 °C.

- 13.71. En un reactor de volumen constante se quema una mezcla equimolar de hidrógeno y monóxido de carbono junto con el aire teórico necesario para la combustión completa. Las condiciones iniciales son 2 bar y 25 °C. Estímense la temperatura máxima, en kelvin, y la presión, en bar, que se alcanzarían, suponiendo combustión completa.
- 13.72. En un reactor de volumen constante de 28,3 L se introducen 2 cm³ de benceno líquido (C_6H_6) a 25 °C. Si el combustible se quema con la cantidad estequiométrica de aire y la densidad relativa del combustible es 0,879, determinése (a) la temperatura máxima de la combustión en kelvin, y (b) la presión máxima en MPa.
- 13.73. En una celda de ensayos de 5,80 L se introducen 2 cm³ de alcohol metílico líquido (CH_3OH) a 25 °C. Si el combustible se quema con la cantidad estequiométrica de aire y la densidad relativa del combustible es 0,795, determinése para la combustión completa (a) la temperatura máxima de la combustión en kelvin, y (b) la presión máxima en bar.
- 13.74I. Obténgase la temperatura de combustión adiabática, en grados Rankine, y la presión máxima, en atmósferas, de la reacción de combustión a volumen constante del CO con el 100 por 100 de exceso de aire. Las condiciones iniciales son 1,2 atm y 80 °F.
- 13.75I. En una cámara de volumen constante se quema una mezcla equimolar de hidrógeno y monóxido de carbono junto con el aire teórico necesario para la combustión completa. Las condiciones iniciales son 1,1 atm y 77 °F. Estímense (a) la temperatura máxima, en grados Rankine, y (b) la presión, en psia, que se alcanzarían, suponiendo combustión completa.
- 13.76I. En una bomba calorimétrica de volumen constante de 1,0 ft³ se introducen 0,1 in³ de benceno líquido (C_6H_6) a 77 °F. Si el combustible se quema con la cantidad estequiométrica de aire y la densidad relativa del combustible es 0,879, determinése (a) la temperatura máxima de la combustión en grados Rankine, y (b) la presión máxima en psia, si la combustión es completa.

ENTALPÍA DE REACCIÓN, PODERES CALORÍFICOS

- 13.77. La entalpía de reacción de la combustión de la hidracina (N_2H_4) con oxígeno en la reacción $\text{N}_2\text{H}_4(l) + \text{O}_2(g) \rightarrow \text{N}_2(g) + 2\text{H}_2\text{O}(l)$ es igual a -624.800 kJ/kmol a 25 °C. Obténgase la entalpía de formación de la hidracina líquida a 25 °C, en kJ/kmol.
- 13.78. Considérese la utilización del peróxido de hidrógeno (H_2O_2) y el metano como oxidante y combustible de un sistema propulsivo, en el que la reacción global es $4\text{H}_2\text{O}_2(l) + \text{CH}_4(g) \rightarrow 6\text{H}_2\text{O}(g) + \text{CO}_2(g)$. Determinése la entalpía de reacción de la reacción anterior a 25 °C.
- 13.79. La entalpía de combustión del isobutano ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) a 25 °C es -2.872.600 kJ/kmol. Determinése la entalpía de formación de este isómero del n -butano a 25 °C, en kJ/kmol.
- 13.80. El poder calorífico inferior del buteno gaseoso (C_4H_8) es 45.220 kJ/kg a 25 °C. Determinése (a) la entalpía de formación del buteno en kJ/kmol, y (b) la entalpía de reacción en kJ/kmol, de la reacción $\text{C}_4\text{H}_8 + \text{H}_2 \rightarrow \text{C}_4\text{H}_{10}$.

- 13.81I. La entalpía de reacción de la combustión de la hidracina (N_2H_4) con oxígeno en la reacción $\text{N}_2\text{H}_4(l) + \text{O}_2(g) \rightarrow \text{N}_2(g) + 2 \text{H}_2\text{O}(l)$ es igual a $-268.600 \text{ Btu/lbmol}$ a 77°F . Obténgase la entalpía de formación de la hidracina líquida a 77°F , en Btu/lbmol .
- 13.82I. Considérese la utilización del peróxido de hidrógeno (H_2O_2) y el metano como oxidante y combustible de un sistema propulsivo, en el que la reacción global es $4 \text{H}_2\text{O}_2(l) + \text{CH}_4(g) \rightarrow 6 \text{H}_2\text{O}(g) + \text{CO}_2(g)$. Determinéase la entalpía de reacción de la reacción anterior a 77°F .
- 13.83I. La entalpía de combustión del isobutano ($i\text{-C}_4\text{H}_{10}$) a 25°C es $-1.234.850 \text{ Btu/lbmol}$ a 77°F . Determinéase la entalpía de formación de este isómero del n -butano a 77°F , en Btu/lbmol .
- 13.84. Considérese un carbón de Pensilvania, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por kilogramo de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en kJ/kg de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 25°C y los productos salen a 460 K .
- 13.85. Considérese el carbón de Illinois, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por kilogramo de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en kJ/kg de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 25°C y los productos salen a 440 K .
- 13.86. Considérese el carbón de Wyoming, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por kilogramo de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en kJ/kg de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 25°C y los productos salen a 480 K .
- 13.87. Considérese el carbón de Dakota del Sur, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por kilogramo de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en kJ/kg de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 25°C y los productos salen a 500 K .
- 13.88I. Considérese un carbón de Pensilvania, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por libra-masa de combusti-

- ble, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en Btu/lb_m de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 77°F y los productos salen a 340°F .
- 13.89I. Considérese el carbón de Illinois, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por libra-masa de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en Btu/lb_m de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 77°F y los productos salen a 300°F .
- 13.90I. Considérese el carbón de Wyoming, cuyo análisis elemental cuantitativo viene dado en la Tabla 13.1.
- Determinéase (1) el número de moles de CO_2 , N_2 y O_2 presentes en los productos de la combustión por libra-masa de combustible, si se emplea el 20 por 100 de exceso de aire, y (2) la relación aire-combustible utilizada.
 - Despreciando el efecto del SO_2 , determinéase el calor transferido, en Btu/lb_m de combustible, si los reactantes entran en una cámara de combustión adiabática a 77°F y los productos salen a 380°F .

VARIACIÓN DE ENTROPÍA DE MEZCLAS REACTIVAS

- 13.91. Se quema metano (CH_4) gaseoso con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 25°C , en un proceso en régimen estacionario. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran a 25°C y 1 atm . La temperatura del entorno es de 25°C , la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm . Determinéase (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.
- 13.92. Se quema etano (C_2H_6) gaseoso con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 25°C , en un proceso en régimen estacionario. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran a 25°C y 1 atm . La temperatura del entorno es de 25°C , la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm . Determinéase (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la generación de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.
- 13.93. Se quema propano (C_3H_8) gaseoso con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 25°C , en un proceso en régimen estacionario. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran a 25°C y 1 atm . La temperatura del entorno es de 25°C , la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm . Determinéase (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.
- 13.94. Se quema alcohol metílico líquido (CH_3OH) con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 25°C , en un proceso en régimen

- estacionario. El agua aparece líquida en los productos de la combustión completa, que se encuentran a 25 °C y 1 atm. La temperatura del entorno es de 25 °C y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm. Determinése (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.
- 13.95I. Se quema metano (CH_4) gaseoso con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 77 °F, en un proceso en régimen estacionario. La temperatura del entorno es de 60 °F, la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran también a 77 °F y 1 atm. Determinése (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la generación de entropía en el proceso global, en Btu/°R por libra-mol de combustible.
- 13.96I. Se quema propano (C_3H_8) gaseoso con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 77 °F, en un proceso en régimen estacionario. La temperatura del entorno es de 60 °F, la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran también a 77 °F y 1 atm. Determinése (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en Btu/°R por libra-mol de combustible.
- 13.97I. Se quema alcohol metílico líquido (CH_3OH) con la cantidad estequiométrica de aire, inicialmente ambos a 77 °F, en un proceso en régimen estacionario. La temperatura del entorno es de 60 °F, la combustión es completa y el combustible y el aire entran separados, ambos a 1 atm. El agua aparece líquida en los productos, que se encuentran también a 77 °F y 1 atm. Determinése (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en Btu/°R por libra-mol de combustible.
- 13.98. Se tiene propano (C_3H_8) que reacciona adiabáticamente en régimen estacionario, con el 20 por 100 de exceso de aire. Cuando la temperatura inicial de ambos es 25 °C, la temperatura de combustión adiabática es 2.125 K. Evalúese la generación de entropía de la reacción, en kJ/K por kmol de combustible, si el combustible y el aire entran separados y a 1 atm cada uno de ellos.
- 13.99. Se tiene etano (C_2H_6) que reacciona adiabáticamente en régimen estacionario, con el 30 por 100 de exceso de aire, siendo la temperatura inicial de ambos 25 °C. La temperatura de combustión adiabática es 2.005 K. Evalúese la producción de entropía de la reacción, en kJ/K por kmol de combustible, si el combustible y el aire entran separados y a 1 atm cada uno de ellos.
- 13.100. Se quema adiabáticamente monóxido de carbono con un 50 por 100 de exceso de aire en régimen estacionario, encontrándose inicialmente ambos reactivos a 25 °C. La temperatura de la combustión adiabática es 2.107 K. Calcúlese la generación de entropía de la reacción, en kJ/K por kmol de combustible, si el combustible y el aire entran separados y a 1 atm cada uno de ellos.
- 13.101I. Se tiene propano (C_3H_8) que reacciona adiabáticamente en régimen estacionario, con el 20 por 100 de exceso de aire. Cuando la temperatura inicial de ambos es 77 °F, la temperatura de combustión adiabática es 3.820 °R. Evalúese la generación de entropía de la reacción, en

Btu/°R por libra-mol de combustible, si el combustible y el aire están inicialmente separados y a 1 atm cada uno de ellos.

- 13.102I. Se quema adiabáticamente monóxido de carbono con el aire estequiométrico en régimen estacionario, encontrándose inicialmente ambos reactivos a 77 °F. La temperatura final es 4.800 °R. Calcúlese la producción de entropía de la reacción, en Btu/°R por libra-mol de combustible, si el combustible y el aire están inicialmente separados y a 1 atm cada uno.
- 13.103. A una cámara de combustión estacionaria entra butano gaseoso (C_4H_{10}) a 25 °C y un 130 por 100 de exceso de aire a 500 K. Los productos de la combustión completa salen a 1.600 K y durante la combustión hay una pérdida de calor de 944.000 kJ/kmol de combustible hacia el entorno que está a 25 °C. Determinése (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la generación de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.
- 13.104. Se quema hidrógeno gaseoso con un 54 por 100 de exceso de aire, inicialmente ambos a 400 K. Los productos de la combustión completa en régimen estacionario salen a 800 K. Durante el proceso se transfieren 190.000 kJ de calor por kmol de H_2 a un entorno a 25 °C. Obténgase (a) la variación de entropía de la reacción, y (b) la producción de entropía en el proceso global, en kJ/K por kmol de combustible.

EXERGÍA E IRREVERSIBILIDAD DE LAS MEZCLAS REACTIVAS

- 13.105. Se quema propano gaseoso (C_3H_8) en régimen estacionario a 1 atm con un 40 por 100 de exceso de aire, entrando a 25 °C tanto el aire como el combustible. Supóngase que la reacción es completa y que los productos salen a la temperatura del entorno de 25 °C. El combustible y el oxidante entran por separado a 1 atm, y el agua se encuentra en estado líquido en los productos. Calcúlese (a) el calor cedido en la reacción, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía) en el proceso, y (c) la irreversibilidad de la reacción, todo en kJ/kmol de combustible.
- 13.106. Retómese el Problema 13.105. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. La temperatura de salida, con un 40 por 100 de exceso de aire a una temperatura inicial de 25 °C igual a la del entorno, es 1.920 K. Determinése (a) la exergía de los gases producto, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, todo ello en kJ/kmol, y (d) el cociente entre la exergía de los gases calientes y la de los reactivos.
- 13.107. Se tiene etano gaseoso (C_2H_6) que reacciona con un 50 por 100 de exceso de aire en un proceso en régimen estacionario, entrando a 25 °C tanto el aire como el combustible. La reacción es completa y los productos salen formando una mezcla a 1 atm y a la temperatura del entorno de 25 °C. El combustible y el aire entran por separado a 1 atm, y el agua de los productos se encuentra en estado líquido. Calcúlese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso, todo en kJ/kmol de combustible.
- 13.108. Reconsidérese el Problema 13.107. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. El combusti-

ble y el 50 por 100 de exceso de aire siguen entrando a 1 atm y a la temperatura del entorno de 25 °C, y los productos forman una mezcla a 1 atm y 1.825 K. Determínese (a) la exergía de los gases producto, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, todo ello en kJ/kmol de combustible, y (d) el cociente entre la exergía de los gases producto y la inicial de los reactantes.

- 13.109. Se tiene monóxido de carbono (CO) que reacciona con el aire estequiométrico en un proceso en régimen estacionario, entrando a 25 °C tanto el combustible como el aire. La reacción es completa y los productos salen formando una mezcla a 1 atm y a la temperatura del entorno de 25 °C. El monóxido de carbono y el aire entran por separado a 1 atm. Determínese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso, todo en kJ/kmol de combustible.
- 13.110. Reconsidérese el Problema 13.109. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. El monóxido de carbono y el 50 por 100 de exceso de aire siguen entrando separados a 1 atm y a la temperatura de 25 °C del entorno, y los productos forman una mezcla a 1 atm y 2.665 K. Determínese (a) la exergía de los gases calientes, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, dando los tres resultados en kJ/kmol de combustible, y (d) el cociente entre la exergía de los gases producto y la inicial de los reactantes.
- 13.111. Se tiene alcohol metílico líquido (CH₃OH) que reacciona con la cantidad de aire estequiométrica, en un proceso en régimen estacionario, entrando a 25 °C tanto el combustible como el aire. La reacción es completa y los productos salen formando una mezcla a 1 atm y a la temperatura de 25 °C del entorno. El combustible y el aire entran separados a 1 atm y el agua producida es líquida. Determínese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso, todo en kJ/kmol de combustible.
- 13.112. Reconsidérese el Problema 13.111. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. El alcohol metílico y el aire estequiométrico siguen entrando separados a 1 atm y a la temperatura de 25 °C del entorno, y los productos forman una mezcla a 1 atm y 2.230 K. Determínese (a) la exergía de los gases producto, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, dando los tres resultados en kJ/kmol de combustible, y (d) el cociente entre la exergía de los gases producto y la inicial de los reactantes.
- 13.113I. Se quema propano gaseoso (C₃H₈) en régimen estacionario a 1 atm con un 20 por 100 de exceso de aire, entrando ambos a 77 °F. Supóngase que la reacción es completa y que los productos salen a la temperatura del entorno de 77 °F. El combustible y el oxidante entran por separado a 1 atm, y el agua se encuentra en estado líquido en los productos. Calcúlese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía) en el proceso, y (c) la irreversibilidad de la reacción, todo en Btu/lbmol de combustible.
- 13.114I. Retómese el Problema 13.113I. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente a 1 atm. La temperatura de combustión adiabática, para el propano y el 20 por 100 de

exceso de aire a una temperatura inicial de 77 °F, es 3.820 °R. Determínese (a) la exergía de los gases producto, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) del proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, todo ello en Btu/lbmol, y (d) el cociente entre la exergía de los gases calientes y la de los reactantes iniciales.

- 13.115I. Se tiene etano gaseoso (C₂H₆) que reacciona con un 50 por 100 de exceso de aire en un proceso en régimen estacionario a 1 atm, entrando a 77 °F tanto el aire como el combustible. La reacción es completa y los productos salen formando una mezcla a la temperatura de 77 °F del entorno. El combustible y el aire entran por separado a 1 atm, y el agua de los productos se encuentra en estado líquido. Calcúlese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso, todo en Btu/lbmol de combustible.
- 13.116I. Reconsidérese el Problema 13.115I. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. El etano y el 50 por 100 de exceso de aire siguen entrando separados a 1 atm y 77 °F, y los productos forman una mezcla a 1 atm y 3.280 °R. Determínese (a) la exergía de los gases producto, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, todo ello en Btu/lbmol de combustible, y (d) el cociente entre la exergía de los gases producto y la inicial de los reactantes.
- 13.117I. Se tiene monóxido de carbono (CO) que reacciona con el aire estequiométrico en un proceso en régimen estacionario a 1 atm, entrando a 77 °F tanto el combustible como el aire. La reacción es completa y los productos salen formando una mezcla a la temperatura del entorno de 77 °F. El monóxido de carbono y el aire entran por separado a 1 atm. Determínese (a) el calor transferido, (b) el trabajo reversible (o variación de exergía), y (c) la irreversibilidad del proceso, todo en Btu/lbmol de combustible.
- 13.118I. Reconsidérese el Problema 13.117I. Ahora el proceso de combustión en régimen estacionario se lleva a cabo adiabáticamente. El monóxido de carbono y el aire estequiométrico siguen entrando separados a 1 atm y a la temperatura de 77 °F del entorno, y los productos forman una mezcla a 1 atm y 4.800 °R. Determínese (a) la exergía de los gases calientes, (b) la variación de exergía (trabajo reversible) en el proceso adiabático, (c) la irreversibilidad del proceso, dando los tres resultados en Btu/lbmol de combustible, y (d) el cociente entre la exergía de los gases producto y la inicial de los reactantes.

PILAS DE COMBUSTIBLE

- 13.119. Una pila de combustible utiliza como combustible una mezcla equimolar de CO y H₂. El combustible y la cantidad estequiométrica de oxígeno entran al ánodo y al cátodo, respectivamente, en las condiciones del ambiente de 25 °C y 1 atm. Supóngase que toda el agua formada en el cátodo sale en estado líquido y que el CO₂ formado en el ánodo sale como gas puro a 1 atm y 25 °C. Determínese (a) el trabajo máximo obtenido de la reacción completa en régimen estacionario, en kJ/kmol de mezcla, (b) el rendimiento ideal de la pila, y (c) la fuerza electromotriz ideal.

- 13.120. En una pila de combustible entran alcohol metílico y el oxígeno estequiométrico en fase gaseosa, cada uno a 1 atm y 25 °C, y originan los productos de la reacción completa, también a 25 °C. Toda el agua formada en el cátodo sale a 1 atm en estado líquido y el CO₂ formado en el ánodo sale como gas puro a 1 atm. Obténgase (a) el trabajo máximo obtenido en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kmol de combustible, (b) el rendimiento ideal de la pila, y (c) la fuerza electromotriz ideal.
- 13.121. A una pila de combustible entran propano (C₃H₈) y el oxígeno estequiométrico en fase gaseosa, cada uno a 1 atm y 25 °C, y originan los productos de la reacción completa, también a 25 °C. Toda el agua formada en el cátodo sale a 1 atm en estado líquido y el CO₂ formado en el ánodo sale como gas puro a 1 atm. Obténgase (a) el trabajo máximo obtenido en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kmol de combustible, (b) el rendimiento ideal de la pila, y (c) la fuerza electromotriz ideal.
- 13.122. En una pila de combustible entran etileno (C₂H₄) y el oxígeno estequiométrico en fase gaseosa, cada uno a 1 atm y 25 °C, y originan los productos de la reacción completa, también a 25 °C. Toda el agua formada en el cátodo sale a 1 atm en estado líquido y el CO₂ formado en el ánodo sale como gas puro a 1 atm. Obténgase (a) el trabajo máximo obtenido en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kmol de combustible, (b) el rendimiento ideal de la pila, y (c) la fuerza electromotriz ideal.
- 13.123. A una pila de combustible entran alcohol etílico (C₂H₅OH) y el oxígeno estequiométrico en fase gaseosa, cada uno a 1 atm y 25 °C, y originan los productos de la reacción completa, también a 25 °C. Toda el agua formada en el cátodo sale a 1 atm en estado líquido y el CO₂ formado en el ánodo sale como gas puro a 1 atm. Determinése (a) el trabajo máximo obtenido en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kmol de combustible, (b) el rendimiento ideal de la pila, y (c) la fuerza electromotriz ideal.
- 13.124. En una pila de combustible entran hidrógeno (H₂) y el oxígeno estequiométrico en fase gaseosa, cada uno a 1 atm. Los reactantes entran y los productos salen a (a) 400 K, (b) 600 K, y (c) 800 K. Téngase en cuenta que aquí el agua es un producto gaseoso a 1 atm. Determinése (1) el trabajo máximo obtenido en el proceso en régimen estacionario, en kJ/kmol de combustible, (2) el rendimiento ideal de la pila, y (3) la fuerza electromotriz ideal.

ESTUDIOS PARAMÉTRICOS Y DISEÑO

- 13.125. El propano gaseoso reacciona en régimen estacionario con aire, partiendo de una temperatura de 25 °C. Mediante un análisis por ordenador, invéstiguese la influencia del exceso de aire sobre la temperatura máxima de la combustión. El exceso de aire varía entre el 0 y el 500 por 100. Represéntese gráficamente la temperatura frente al porcentaje de exceso de aire.
- 13.126. Se quema adiabáticamente y en régimen estacionario monóxido de carbono con exceso de aire. Los reactantes iniciales están a 25 °C. Mediante un análisis por ordenador, invéstiguese el efecto del exceso de aire sobre la temperatura máxima de la combustión. El exceso de aire varía entre el 0 y el 500 por 100. Represéntese gráficamente la temperatura frente al porcentaje de exceso de aire.

- 13.127. Se tiene metano gaseoso inicialmente a 25 °C que reacciona en régimen estacionario con el 20 por 100 de exceso de aire. Mediante un análisis por ordenador, invéstiguese la influencia del precalentamiento del aire sobre la temperatura de combustión adiabática. La temperatura inicial del aire varía entre 300 K y 700 K. Represéntese gráficamente la temperatura de combustión adiabática frente a la temperatura inicial del aire.
- 13.128. Se quema etileno gaseoso, que inicialmente se encuentra a 25 °C con exceso de aire, que entra a una cámara de combustión estacionaria a 400 K. Utilizando un programa de ordenador, determinése el exceso de aire empleado en función de la temperatura de los productos de la combustión en condiciones adiabáticas. La temperatura final varía de 1.200 K a 1.800 K. Represéntese el porcentaje de exceso de aire utilizado frente a la temperatura de combustión adiabática.
- 13.129. A una cámara de combustión adiabática en régimen estacionario entran etano a 25 °C y aire a 227 °C. Los productos de la combustión completa salen a 1.100 K y el flujo másico de combustible es 1 kg/min. Mediante un análisis por ordenador, invéstiguese la influencia del exceso de aire sobre el calor perdido por unidad de tiempo, en kJ/min. El intervalo de exceso de aire utilizado va desde el 0 por 100 hasta el 200 por 100. Represéntese gráficamente el calor perdido por unidad de tiempo frente al porcentaje de exceso de aire empleado.
- 13.130. Se necesita diseñar una nueva cámara de combustión para realizar un tratamiento térmico metalúrgico en un pequeño horno de fundición. La normativa sobre contaminación atmosférica EPA exige que la cámara de combustión no supere unos índices de emisión de CO y NO iguales a 8,6 y 1,0 respectivamente. Los índices de emisión de monóxido de carbono (COEI) y óxido nítrico (NOEI) se definen ambos como gramos de contaminante por kilogramo de combustible. Se recomienda una cámara de combustión atmosférica, con una primera etapa bien aislada térmicamente, que se emplea para efectuar la combustión principal, seguida de un tratamiento térmico o de una combustión secundaria. El combustible es propano gaseoso (C₃H₈) que entra a la cámara de combustión a 298 K. La temperatura de entrada del aire es también 298 K. Se consideran varios diseños.
1. Invéstiguese si es factible utilizar simplemente una cámara de combustión de una única etapa, seguida de un tratamiento térmico, sin una combustión secundaria, con una variación de razones de equivalencia de $0.5 \leq \phi \leq 1.5$. Represéntense las curvas de COEI y NOEI frente a ϕ en un único gráfico. ¿Qué se desprende de las curvas sobre la posibilidad de alcanzar simultáneamente los estándares de emisión de NO y CO en una cámara de combustión de una sola etapa?
En un intento de cumplir con la normativa sobre contaminación atmosférica EPA y basándose en el estudio anterior, debe investigarse una cámara de combustión de dos etapas. En este caso, una zona primaria trabaja con una mezcla rica para minimizar la formación de NO, mientras que una segunda zona trabaja con mezcla pobre a menor temperatura, para completar la oxidación del CO, a la vez que se controlan las emisiones de NO. Para la segunda etapa se consideran dos diseños alternativos.
 2. Primero, la combustión completa en la segunda etapa tiene lugar con un 5 por 100 global de exceso de aire, siendo la temperatura de salida igual al 70 por 100 de la temperatura de salida de la

mientos teniendo en cuenta la estructura molecular y la fase de los combustibles.

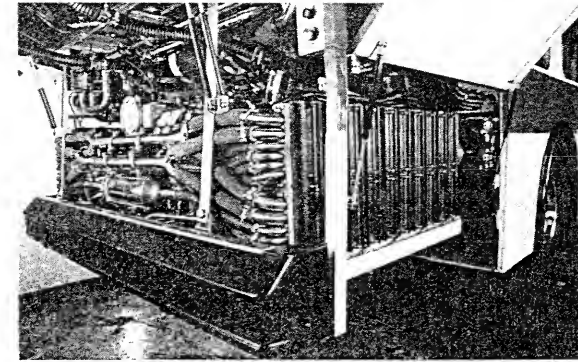
- 13.134. Un horno que funciona quemando gas natural debe producir un máximo de 100.000 kJ/h para calefacción doméstica. El horno consta de una cámara de combustión, donde se quema una mezcla de gas natural y aire, y de un cambiador de calor a contracorriente en el que los productos de la combustión transfieren calor al aire que atraviesa la vivienda. Del horno sale una mezcla de CO_2 , H_2O , O_2 y N_2 a 1.530 K y 1 atm, en proporción $1:(2 + 30\omega):2:15$ en volumen, siendo ω la humedad específica. Los gases de la combustión salen del cambiador de calor a 25 °C; el aire de la vivienda entra al cambiador de calor a 15 °C y sale a 35 °C. El aire atmosférico entra en el horno a 10 °C, con una humedad relativa del 80 por 100.

Se eligen el gas natural y el propano líquido como combustibles. Se tiene que recomendar uno de ellos teniendo en cuenta el rendimiento del horno, el coste de funcionamiento y otros factores que se consideren importantes. Se pide que se justifique la decisión tomada, así como la asignación del grado de importancia concedido a los criterios de diseño.

CAPÍTULO

14

EQUILIBRIO QUÍMICO



Pila de combustible Ballard instalada en un autobús. La pila de combustible Ballard combina hidrógeno con aire para producir energía térmica, agua y electricidad. (Cortesía de Ballard Power Systems, Inc.)

En el capítulo anterior se han aplicado los conceptos básicos de conservación de la masa, de conservación de la energía y el balance de entropía a sistemas en los que tiene lugar una reacción química. Sin embargo, en todos los casos se especificó la composición de los productos de la reacción, bien suponiendo que la reacción era completa o bien porque se disponía de medidas independientes de la composición de los productos. Cualquiera de estas restricciones puede eliminarse aplicando la segunda ley expresada mediante el balance de entropía y considerando las limitaciones impuestas a los productos por la producción de entropía de la reacción. En este capítulo se estudiará un método más general para evaluar las variaciones de composición debidas a las reacciones químicas y se discutirá su consiguiente efecto en el análisis energético.

primera zona. Este procedimiento emplea la recuperación de calor para reducir el NO_x, pero pospone el tratamiento térmico hasta que se haya completado la segunda combustión.

3. Segundo, el suministro de calor y el tratamiento térmico disminuyen la temperatura a la entrada de la segunda etapa hasta el 20 por 100 de la temperatura de salida de la zona primaria. A continuación se realiza adiabáticamente la combustión secundaria, con una estequiometría que en su conjunto corresponde al 100 por 100 de exceso de aire. En este caso, el tratamiento térmico se efectúa entre las etapas de la cámara de combustión y el NO_x se reduce por dilución. En los dos últimos diseños, la razón de equivalencia de la zona primaria ϕ_p está comprendido en el intervalo $1,6 \leq \phi \leq 2,0$ con el fin de evitar las emisiones tanto de NO como de hollín en la cámara de combustión principal. Como el nivel de CO a la salida es inferior a 1 ppm cuando la combustión se realiza en dos etapas, el diseño se completa evaluando y representando gráficamente el NO_x en función de ϕ_p para cada diseño. ¿Cuál de los dos últimos diseños es preferible combinando los puntos de vista energético y del medio ambiente? Enumérense los inconvenientes y las ventajas de cada diseño.

- 13.131. El tratamiento térmico de los materiales a alta temperatura exige temperaturas de los gases dentro del intervalo de 1.300 K a 2.100 K. Para reducir costes de combustible se emplea un proceso de recuperación. Un recuperador consiste básicamente en un cambiador de calor que recupera energía de los gases de escape de un horno industrial y utiliza esta energía para precalentar el aire de la combustión que entra en el horno. En esencia, el proceso de tratamiento térmico se modela como un horno adiabático seguido de tratamiento térmico y recuperación. En la actualidad, las propiedades de los materiales limitan las temperaturas de precalentamiento del aire hasta 800 K. No obstante, la nueva tecnología posee en potencia la capacidad de elevar las temperaturas de precalentamiento hasta 1.600 K. Se va a investigar el ahorro de costes de esta nueva tecnología de recuperación para temperaturas de precalentamiento de 1.200 K y 1.600 K, tomando como referencia la temperatura de precalentamiento de 800 K de la tecnología actual.

Los combustibles de interés son el metano gaseoso, el propano gaseoso y el octano líquido. Una investigación anterior indica que el procedimiento más directo de estimación del ahorro de combustible mediante recuperación de calor es el método de «igualación de temperaturas». Con este método, lo que primero se calcula es la temperatura de combustión adiabática en las condiciones de referencia elegidas. A continuación se determina la disminución del combustible necesario a las temperaturas de precalentamiento del aire más altas, manteniendo la misma temperatura de combustión adiabática del caso tomado como referencia. Se necesita el siguiente análisis del diseño.

1. Como primera etapa, determínense las temperaturas de combustión adiabática con una temperatura de precalentamiento del aire de 800 K y sin precalentamiento (una temperatura de oxidante/diluyente de 298 K). Utilícense excesos de aire del 5, 25 y 50 por 100. Compárense las distintas temperaturas y obsérvese si existe alguna tendencia definida. Debe tenerse en cuenta la presencia de las especies CO y NO en el equilibrio.
2. Teniendo de nuevo en cuenta las especies en el equilibrio, para temperaturas de precalentamiento de 1.200 K y 1.600 K y para excesos de aire del 2, el 25 y el 50 por 100, determínese el tanto por ciento de combustible ahorrado, con respecto a la temperatura

de precalentamiento de 800 K tomada como referencia. Coméntense los comportamientos.

3. Los análisis energéticos anteriores quedan incompletos sin estudios medioambientales. El índice de emisión se define como gramos de contaminante emitido por kilogramo de combustible quemado en la cámara de combustión. Calcúlense los índices de emisión del monóxido de carbono (COE) y del óxido nítrico (NOE) en las mismas condiciones utilizadas para evaluar el ahorro de combustible originado por la recuperación de calor. Coméntense los hechos relevantes.

- 13.132. La incineración es un método que se utiliza para reducir la cantidad de residuos que normalmente terminan abandonados en el campo. Algunos tipos de residuos, como los de los alimentos, pueden necesitar energía adicional para quemarse por completo. Hay un incinerador de residuos alimenticios que no está cumpliendo las especificaciones, debido principalmente a la baja temperatura de combustión. Se necesita una fuente de energía adicional para aumentar la temperatura hasta 1.200 K. Se ha solicitado un análisis del funcionamiento del incinerador y se pide que se proponga una solución. Se tiene ya la siguiente información adquirida en ensayos anteriores. La composición de los residuos alimenticios en base húmeda es C:H:O:N:S:NC = 45:6,5:29:3:0,5:16, donde NC representa la materia incombustible. La materia incombustible consiste en un 90 por 100 de agua y un 10 por 100 de cenizas. El poder calorífico superior es 5.510 kJ por kilogramo de residuos húmedos. El incinerador, que trabaja a la presión atmosférica, recibe residuos y aire a 25 °C y trabaja con proporciones estequiométricas. Se sabe que las pérdidas de calor en la zona de combustión son iguales al 5 por 100 de la entalpía de reacción, y que el incinerador debe procesar una tonelada de residuos por hora.

Se pide investigar tres posibles refuerzos de tipo energético:

- (1) inyección de gas natural.
- (2) inyección de fuel oil N.^o 2,
- (3) enriquecimiento del aire de entrada con oxígeno. A continuación se enumeran las propiedades de interés de estos refuerzos:
 - (a) Propiedades del gas natural:
Composición volumétrica: CH₄:C₂H₆:N₂ = 83,4:15,8:0,8
Precio: 4,82 \$ por 1.000 ft³.
 - (b) Propiedades del fuel oil N.^o 2:
Composición volumétrica: C:H:S = 87,3:12,5:0,2; PCS = 44.150 kJ/kg.
Precio: 0,66 \$ por galón; densidad relativa = 0,865.
 - (c) Propiedades del oxígeno:
Composición volumétrica: O:N = 0,996:0,004.
Precio: 7,50 \$ por 1.000 ft³.

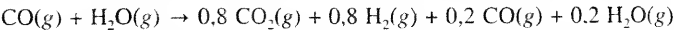
Existen dos aspectos clave en este análisis. Primero, se debe proponer uno de los combustibles. Segundo, se debe especificar el criterio seguido al elegirlo.

- 13.133. La temperatura de combustión adiabática de un combustible concreto depende de la cantidad de aire suministrado en la reacción. Para (a) metano, (b) butano, (c) acetileno gaseosos, (d) alcohol metílico, y (e) octano líquidos, inicialmente a 1 bar y 298 K, determínese el porcentaje de exceso de aire mínimo necesario para que la temperatura de combustión adiabática no supere (1) 1.100 K, (2) 1.400 K, (3) 1.700 K, y (4) 2.000 K. Represéntese gráficamente el exceso de aire frente a la temperatura para los cinco combustibles. Coméntense los comporta-

14.1. INTRODUCCIÓN

En el Ejemplo 13.16 se ha calculado la variación de entropía de la reacción $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}_2$ en fase gaseosa. Para una temperatura inicial de 400 K y una temperatura final de 920 K, la variación de entropía de la reacción completa estequiométrica es $\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} = 23,54 \text{ kJ/K}$. Este resultado parece concordar con el principio de aumento de entropía de un sistema adiabático. Sin embargo, el principio se expresa correctamente mediante la Ecuación [13.27b], es decir, en un proceso adiabático $\bar{s}_{\text{prod}} - \bar{s}_{\text{reac}} \geq 0$. Esto es, el valor de la entropía debe aumentar *continuamente* en todos los procesos espontáneos o irreversibles. En vista de esta exigencia, el sistema alcanzará un estado de equilibrio cuando la entropía alcance un valor *máximo*. Si la entropía alcanza un valor máximo para una determinada concentración de las cuatro sustancias, distinta de la obtenida al completarse, la reacción se parará en ese punto. Cualquier composición de reactantes y productos que conduzca al valor más alto de entropía total es la composición del estado de equilibrio. Aunque los resultados del Ejemplo 13.16 son numéricamente correctos, en realidad la reacción se detiene bastante antes de completarse.

Para determinar la composición de equilibrio de una mezcla reactiva de CO y H₂O en relación 1:1 en moles, inicialmente a 400 K (260 °F) en un proceso adiabático a 1 atm, es necesario calcular la entropía *absoluta* del sistema para distintos grados de desarrollo. Se evaluará, por ejemplo, la entropía absoluta total de una mezcla de gases en estas condiciones cuando se forman 0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9 y 1,0 kmol de CO₂ en condiciones adiabáticas. Sólo se muestra un cálculo real, ya que el método de cálculo es el mismo en todos los casos. Por ejemplo, si se forman 0,8 kmol de CO₂, la reacción química se produce según



Como en el Ejemplo 13.16, es necesario utilizar el principio de conservación de la energía para determinar la temperatura final que se alcanzaría en la reacción anterior. Igualando la entalpía de los productos a la de los reactantes, se encuentra que la temperatura de los cuatro productos gaseosos es 834 K, que son unos 1.040 °F. Es aproximadamente 30 °C, o 60 °F, más baja que la de la reacción completa. Es de esperar este resultado, ya que no se ha liberado la entalpía total de la reacción.

La entropía absoluta de cada gas se calcula mediante

$$S_i = N_i(\bar{s}_{i,T}^0 - R_u \ln p_i)$$

donde p_i es la presión parcial medida en atmósferas. Recuerdese que $\bar{s}_{i,T}^0$ es el valor de la entropía absoluta a una atmósfera y la temperatura deseada. Los valores de $\bar{s}_{i,T}^0$ utilizados en los cálculos realizados a continuación están basados en los datos de las tablas de gas ideal del Apéndice. Los cálculos siguientes están hechos en el SI, mostrándose entre paréntesis a la derecha de cada línea los resultados en el USCS. Así

$$\begin{aligned} S_{\text{CO}_2} &= 0,8(259,560 - 8,314 \ln 0,4) = 213,743 \text{ kJ/K} && (51,035 \text{ Btu/}^\circ\text{R}) \\ S_{\text{H}_2} &= 0,8(160,673 - 8,314 \ln 0,4) = 134,634 \text{ kJ/K} && (32,154 \text{ Btu/}^\circ\text{R}) \\ S_{\text{CO}} &= 0,2(228,493 - 8,314 \ln 0,1) = 49,528 \text{ kJ/K} && (11,846 \text{ Btu/}^\circ\text{R}) \\ S_{\text{H}_2\text{O}} &= 0,2(225,311 - 8,314 \ln 0,1) = 48,891 \text{ kJ/K} && (11,676 \text{ Btu/}^\circ\text{R}) \\ S_{\text{tot}} &= 446,796 \text{ kJ/K} && (106,711 \text{ Btu/}^\circ\text{R}) \end{aligned}$$

Por tanto, la entropía total, cuando la reacción progresa hasta el 80 por 100, es 446,796 kJ/K, o 106.711 Btu/°R, por mol inicial de monóxido de carbono. La entropía total del sistema cuando no reacciona o cuando la reacción es completa (comp) puede determinarse mediante los datos en el SI del Ejemplo 13.16. Estos valores son:

$$\begin{aligned} S_{\text{ini}} &= 206,125 + 198,673 - 2(8,314)(\ln 0,5) = 416,325 \text{ kJ/K} \\ S_{\text{comp}} &= 264,728 + 163,607 - 2(8,314)(\ln 0,5) = 439,862 \text{ kJ/K} \end{aligned}$$

El mismo cálculo realizado en unidades USCS

$$\begin{aligned} S_{\text{ini}} &= 49,317 + 47,450 - 2(1,986)(\ln 0,5) = 99,520 \text{ Btu/}^\circ\text{R} \\ S_{\text{comp}} &= 63,250 + 39,090 - 2(1,986)(\ln 0,5) = 105,093 \text{ Btu/}^\circ\text{R} \end{aligned}$$

Observando estos datos, tanto en unidades SI como USCS, se aprecia que la entropía, cuando la reacción progresa hasta el 80 por 100, es mayor que cuando se completa al 100 por 100 y ambos valores son mayores que el valor inicial. Esto indica que la función entropía tiene un máximo antes de que la reacción se complete. Para determinar el estado real de equilibrio es necesario llevar a cabo cálculos análogos para distintos grados de desarrollo de la reacción. En la Tabla 14.1 se encuentra un resumen de estos cálculos. Se indica también la temperatura del sistema para cada grado de desarrollo. Los datos de la tabla se representan en la Figura 14.1. Se encuentra que el estado de máxima entropía tiene lugar cuando han reaccionado aproximadamente el 70 por 100 del CO y del H₂O. Éste es entonces el estado de equilibrio.

Tabla 14.1

Moles de CO ₂ formados	SI		USCS	
	$S_{\text{tot}}, \text{kJ/K}$	$T_{\text{final}}, \text{K}$	$S_{\text{tot}}, \text{Btu/}^\circ\text{R}$	$T_{\text{final}}, ^\circ\text{R}$
0	416,325	400	99,520	720
0,2	433,870	520	103,759	940
0,4	442,525	630	105,828	1.140
0,6	447,218	740	106,815	1.330
0,7	447,752	790	106,935	1.420
0,8	446,796	834	106,711	1.500
1,0	439,862	920	105,093	1.660

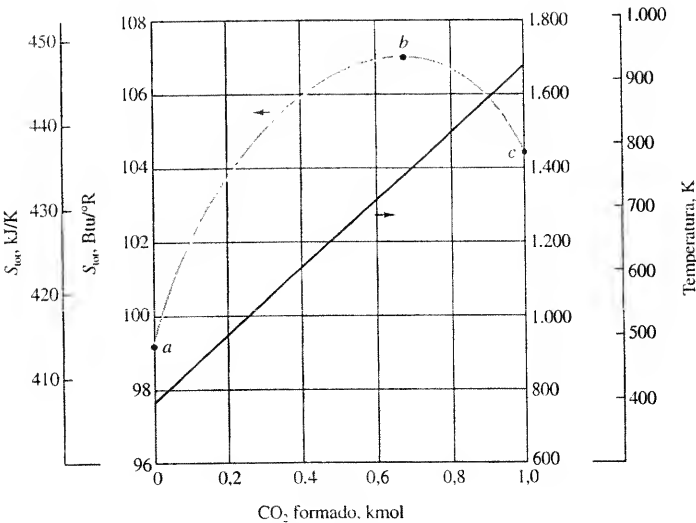


Figura 14.1. La entropía total y la temperatura de combustión en la reacción adiabática de una mezcla equimolar de CO y H₂O inicialmente a 400 K (720 °R) en función del desarrollo de la reacción, para la reacción $\text{CO(g)} + \text{H}_2\text{O(g)} \rightleftharpoons \text{CO}_2\text{(g)} + \text{H}_2\text{(g)}$.

El estudio anterior ilustra el hecho de que cuando se tratan sistemas reactivos, el análisis de la segunda ley es con frecuencia tan importante como el análisis de la primera ley. En ausencia de los principios de la segunda ley, se puede llegar a conclusiones erróneas. Aunque puede utilizarse el balance de entropía en el análisis de sistemas reactivos en condiciones adiabáticas, en ingeniería tiene mayor interés la determinación del progreso de una reacción. El primer objetivo de este capítulo es establecer un criterio adecuado para determinar el estado de equilibrio de una mezcla reactiva a una temperatura y presión dadas. Aunque el estudio se limita a mezclas de gases ideales, los principales puntos presentados tienen utilidad general.

14.2. EL CRITERIO DE GIBBS

Considérese un sistema cerrado que contiene un número arbitrario de componentes y fases. La temperatura y la presión son uniformes en todo el sistema y éste se encuentra inicialmente en un estado de no equilibrio. La conservación de la energía para un sistema compresible simple con trabajo de compresión/expansión es

$$dU = \delta Q + \delta W = \delta Q - P dV$$

o resolviendo para el calor transferido

$$\delta Q = dU + P dV \quad [a]$$

Además, el balance de entropía para un sistema cerrado expresado en la forma de la Ecuación [6.34] establece que

$$dS = \frac{\delta Q}{T} + \delta\sigma$$

o, después de reordenar

$$\delta Q = T dS - T \delta\sigma \quad [b]$$

Sustituyendo la Ecuación [b] en la Ecuación [a] resulta

$$T dS - (dU + P dV) = T \delta\sigma \geq 0 \quad [14.1]$$

donde $\delta\sigma \geq 0$ es válido siempre. Las variables $-T, S, U, P$ y V — de la Ecuación [14.1] son todas propiedades únicamente del sistema. Así, se aplica a cualquier cambio de estado de un sistema cerrado con presión y temperatura uniformes. La desigualdad se aplica a un cambio finito del sistema cerrado entre estados de no equilibrio. De importancia primordial es que el sentido de la desigualdad establece el sentido del cambio que conduce al equilibrio. La igualdad se aplica a variaciones entre estados de equilibrio, es decir, a procesos reversibles.

La Ecuación [14.1] no es particularmente útil en su forma general. No obstante, algunas formas particulares de la ecuación tienen gran utilidad. Por ejemplo, considérese un sistema cerrado que se mantiene a volumen y energía interna constantes. En estas condiciones, la Ecuación [14.1] establece que

$$dS_{U,V} \geq 0 \quad [14.2]$$

Este resultado es simplemente otra aplicación del balance de entropía, es decir, $dS_{U,V} = \delta\sigma \geq 0$. La ecuación anterior puede escribirse también utilizando la notación

$$(dS)_{U,V} > 0 \quad \text{proceso espontáneo} \quad [14.3a]$$

$$(dS)_{U,V} = 0 \quad \text{proceso reversible} \quad [14.3b]$$

$$(dS)_{U,V} < 0 \quad \text{proceso imposible} \quad [14.3c]$$

Las Ecuaciones [14.2] y [14.3] no proporcionan información nueva. Sin embargo, una modificación de la Ecuación [14.1] conduce a un criterio de equilibrio práctico en función de la temperatura y de la presión.

En estas condiciones en las que, durante el proceso, la presión y la temperatura permanecen constantes, la Ecuación [14.1] puede escribirse como

$$dU_{T,P} + d(PV)_{T,P} - d(TS)_{T,P} \leq 0$$

o $d(U + PV - TS)_{T,P} \leq 0$. Pero la función de Gibbs es $G \equiv U + PV - TS$. Por tanto

$$dG_{T,P} \leq 0 \quad [14.4]$$

Esta ecuación establece que la función de Gibbs decrece siempre que un sistema cerrado experimenta un proceso espontáneo (irreversible) a temperatura y presión constantes. Es decir, para procesos espontáneos sólo es permisible $dG_{T,P} < 0$. Cuando el proceso se aproxima al estado de equilibrio, la función de Gibbs alcanza un valor mínimo y en el caso límite de equilibrio $dG_{T,P} = 0$. En la Figura 14.2 se ilustran estos resultados matemáticos. La Ecuación [14.5] puede expresarse también de la forma

$$dG_{T,P} < 0 \quad \text{proceso espontáneo} \quad [14.5a]$$

$$dG_{T,P} = 0 \quad \text{proceso reversible} \quad [14.5b]$$

$$dG_{T,P} > 0 \quad \text{proceso imposible} \quad [14.5c]$$

Estas ecuaciones son directamente aplicables, por ejemplo, a un sistema químicamente reactivo a presión y temperatura dadas.

De manera análoga a como se hizo en el Apartado 14.1 con la función entropía, se puede obtener una interpretación gráfica de la Ecuación [14.4]. Considérese la reacción $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}_2$ en fase gaseosa. Se elige una temperatura de 1.000 K y una presión suficientemente baja como para que los gases sean prácticamente ideales. Tomando como base 1 kmol de cada uno de los reactantes iniciales, la reacción podría continuar hasta que se formara 1 kmol de CO_2 y otro de H_2 . Como el CO y el H_2O se consumen, la composición del sistema varía continuamente. En consecuencia, la función de Gibbs del sistema total también cambia. Utilizando los conceptos, presentados en el Capítulo 13, de entalpía total y entropía absoluta de cada componente, puede calcularse el valor de G_{tot} a la presión y temperatura dadas para distintas composiciones del sistema. Estas composiciones dependen, por supuesto, del progreso de la reacción. Se resumen los valores de G_{tot} (en kJ/kmol) para distintos valores de moles de CO_2 formado a una temperatura de 1.000 K:

CO_2 , kmol	0	0.2	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	1.0
G_{tot} , kJ/kmol	-783,2	-792,2	-795,6	-796,3	-796,3	-795,5	-793,8	-786,3

En la Figura 14.3 se representan estos datos. Cuando se deja que reaccione una mezcla equimolar de CO y H_2O , la función de Gibbs del sistema decrece hasta que se forman aproximadamente 0,55 moles de CO_2 , a una temperatura de 1.000 K. Es imposible que siga cambiando la composición, lo que queda representado por el proceso del estado *b* al *c*, ya que exige que la función de Gibbs aumente en un proceso a temperatura y presión constantes. Aunque el estado *c* tiene un valor de G más bajo que el estado *a*, no es el valor mínimo respecto a la composición del sistema inicial. En consecuencia, finalmente prevalecerá sólo el estado *b*. Además, si una mezcla equimolar de CO_2 y H_2 se calienta hasta 1.000 K, reaccionará, y es posible que el CO_2 pase del estado *c* al *b*, ya que no transgrede el criterio establecido en la Ecuación [14.5]. Debe recordarse que la aplicación de la

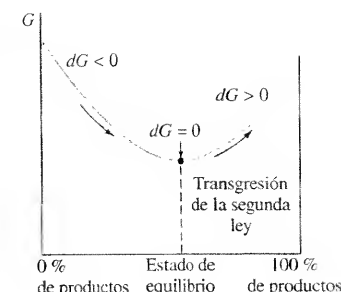


Figura 14.2. Ilustración de la minimización de la función de Gibbs como criterio de equilibrio.

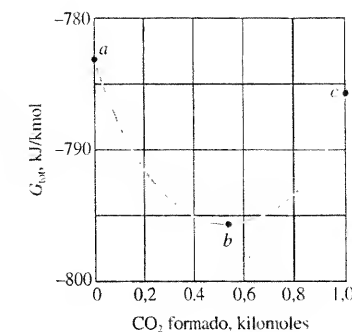


Figura 14.3. La función de Gibbs total de la reacción de una mezcla equimolar de CO y H_2O a 1.000 K en función del progreso de la reacción $\text{CO}(g) + \text{H}_2\text{O}(g) \rightleftharpoons \text{CO}_2(g) + \text{H}_2(g)$.

función de Gibbs como criterio de equilibrio es equivalente a aplicar el balance de entropía en estas condiciones. No obstante, el uso de la función de Gibbs tiene la ventaja de que, en su aplicación a sistemas reactivos, intervienen algunas propiedades fácilmente controlables, como la temperatura y la presión.

14.3. EQUILIBRIO Y POTENCIAL QUÍMICO

El criterio de equilibrio $dG_{T,P} = 0$ se utiliza ahora para determinar la composición de equilibrio de una mezcla reactiva. Basándose en el postulado de estado para sustancias simples compresibles, cualquier propiedad extensiva es función de dos propiedades independientes, como T y P , y del número de moles de cada sustancia N_i presentes en un instante dado. Matemáticamente, esto se expresa

G = G(T, P, N1, N2, ..., Ni) [14.6]

donde las magnitudes N_i representan el número de moles de cada especie química dentro del sistema. La variación total de G a temperatura y presión constantes viene dada por la diferencial de G , es decir,

dG_T,P = (∂G/∂N1)_P,T,Nj dN1 + (∂G/∂N2)_P,T,Nj dN2 + ... + (∂G/∂Ni)_P,T,Nj dNi = ∑i (∂G/∂Ni)_P,T,Nj dNi [14.7]

En esta ecuación, el subíndice N_j en cada derivada parcial indica que se mantiene constante el número de moles de todos los componentes excepto uno, siendo constantes los valores de P y T .

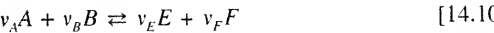
La derivada parcial que aparece en el sumatorio de la Ecuación [14.7] se define como **potencial químico** μ_i . Es decir

μi ≡ (∂G/∂Ni)_T,P,Nj [14.8]

Tomando como base las Ecuaciones [14.4] y [14.8], el criterio de equilibrio y la definición de μ_i , la Ecuación [14.7] puede escribirse como

dG_T,P = ∑i μi dNi = 0 [14.9]

Esta relación es la clave para determinar la composición de equilibrio. La Ecuación [14.9] puede simplificarse teniendo en cuenta que los términos dN_i están relacionados con los coeficientes estequiométricos de una reacción química. Considérese una reacción química generalizada representada por



Los símbolos v representan los coeficientes estequiométricos de la reacción química ajustada, y las letras mayúsculas representan las especies químicas que intervienen en la reacción. Aunque la reacción seleccionada tiene dos reactantes y dos productos, hay que hacer constar que las ecuaciones que se obtengan serán válidas para cualquier número de reactantes y productos. Para la reacción representada por la Ecuación [14.10], la Ecuación [14.9] se escribe como

∑i μi dNi = μ_A dN_A + μ_B dN_B + μ_E dN_E + μ_F dN_F = 0 [14.11]

Los términos dN_i pueden ser positivos o negativos, dependiendo de si representan reactantes o productos. Además, estos términos no son independientes entre sí, ya que la variación del número de moles de reactantes y productos es siempre proporcional a los coeficientes estequiométricos. Así, para la reacción hacia la derecha puede escribirse

-dN_A/v_A = -dN_B/v_B = dN_E/v_E = dN_F/v_F = dε [14.12]

donde ϵ se conoce como *avance de la reacción* (o «grado de avance»). Los signos negativos son necesarios para los dos reactantes, ya que los coeficientes estequiométricos v_A y v_B se consideran positivos. Así, en general, $dN_i = \pm v_i d\epsilon$. Sustituyendo las relaciones de la Ecuación [14.12] en la Ecuación [14.11] se obtiene el criterio de equilibrio de la reacción expresada mediante la Ecuación [14.10], es decir

v_E μ_E + v_F μ_F - v_A μ_A - v_B μ_B = 0 [14.13]

El término $d\epsilon$ ha desaparecido, ya que aparece como factor de todos los términos de la ecuación. Cuando se verifique la Ecuación [14.13], la función de Gibbs del sistema a una temperatura y una presión dadas tendrá un mínimo de acuerdo con el criterio general establecido antes.

Un enunciado más general de la Ecuación [14.13] es

∑prod v_i μ_i - ∑react v_i μ_i = 0 [14.14]

donde las sumas se extienden a todos los productos y todos los reactantes de la reacción global. La Ecuación [14.14] se conoce como **ecuación del equilibrio de la reacción**, y relaciona las propiedades intensivas de los reactantes y de los productos. La ecuación es válida para cualquier reacción química con independencia de las fases de las sustancias que intervienen en la reacción. Para determinar la composición de equilibrio de una mezcla reactiva es necesario deducir expresiones del potencial químico μ_i de un componente dado en función de la temperatura, la presión y la composición. En el siguiente apartado se realiza esto para una mezcla de gases ideales.

14.4. EL POTENCIAL QUÍMICO DE UN GAS IDEAL

De acuerdo con la regla de Gibbs-Dalton introducida en el Capítulo 10, en una mezcla de gases un gas ideal se comporta como si él solo ocupase el volumen del sistema a la temperatura dada. En estas circunstancias, el gas ejerce una presión igual a la presión del componente o presión parcial p_i . Así, el potencial químico de un gas ideal en una mezcla se determina conociendo la temperatura y la presión del componente p_i . La regla de Gibbs-Dalton proporciona también un método para evaluar el potencial químico de un gas ideal en las condiciones anteriores. Como los gases se comportan de manera independiente, a la temperatura y presión total de una mezcla de gases ideales

G_m = ∑i N_i ḡ_i = N_1 ḡ_1 + N_2 ḡ_2 + ... + N_i ḡ_i [14.15]

donde cada término \bar{g}_i se mide a la temperatura y presión de ese componente. Si se calcula la derivada parcial de G_m respecto a N_i , manteniendo constantes la temperatura, la presión y los N restantes, entonces

(∂G/∂Ni)_T,P,Nj = ḡ_i, puro, p_i

Como el primer término es la definición del potencial químico de la especie i , para una gas ideal de una mezcla de gases ideales

$$\mu_{i, m, P} = \mu_{i, \text{puro}, p_i} = \bar{g}_{i, \text{puro}, p_i} \quad [14.16]$$

Por tanto, el potencial químico de un gas ideal de una mezcla puede evaluarse a partir de la función de Gibbs molar del componente puro a la presión p_i y la temperatura T . La función de Gibbs molar de una sustancia a una temperatura T es, por definición

$$\bar{g}_{i, T} = \bar{h}_{i, T} - T\bar{s}_{i, T} \quad [a]$$

La entalpía y la entropía de un gas ideal debe evaluarse en función del estado de referencia estándar estudiado en el Capítulo 13. Recuerdese que el estado estándar de un gas ideal se toma a 1 atm y se representa mediante el superíndice 0 . Dado que la entalpía de un gas ideal no es función de la presión, se puede escribir

$$\bar{h}_{i, T} = \bar{h}_{i, T}^0 \quad [b]$$

donde $\bar{h}_{i, T}^0$ contabiliza tanto la *entalpía de formación* como la *diferencia de entalpía* entre 298 K (537 °R) y la temperatura especificada T . Además, la entropía absoluta a la temperatura T y la presión p_i viene dada por la Ecuación [13.24], es decir

$$\bar{s}_{i, T} = \bar{s}_{i, T}^0 - R_u \ln p_i \quad [c]$$

donde p_i se mide en atmósferas. El potencial químico de un componente de una mezcla de gases ideales se calcula combinando las Ecuaciones [a], [b] y [c] con la Ecuación [14.16]. El resultado es

$$\mu_{i, T} = \bar{g}_{i, T} = \bar{h}_{i, T}^0 - T\bar{s}_{i, T}^0 + R_u T \ln p_i$$

De acuerdo con la Ecuación [a], la suma de los dos primeros términos del segundo miembro de la ecuación anterior es la función de Gibbs en el estado estándar $\bar{g}_{i, T}^0$. Por tanto, el potencial químico de un gas ideal a la temperatura T y la presión p_i viene dado por

$$\mu_{i, \text{ideal}, T} = \bar{g}_{i, T}^0 + R_u T \ln p_i \quad [14.17]$$

donde la magnitud p_i debe medirse en atmósferas. Esta relación, junto a la ecuación del equilibrio de la reacción, permite determinar la composición de equilibrio de una mezcla reactiva de gases ideales.

14.5. LAS CONSTANTES DE EQUILIBRIO K_0 Y K_p

La composición de equilibrio de una mezcla reactiva de gases ideales se determina mediante (1) la ecuación del equilibrio de la reacción, y (2) la ecuación del potencial químico de un gas ideal. Repasando, estas ecuaciones son

$$v_E \mu_E + v_F \mu_F - v_A \mu_A - v_B \mu_B = 0 \quad [14.13]$$

y

$$\mu_i = \bar{g}_i^0 + R_u T \ln p_i \quad [14.17]$$

donde A y B representan los reactantes y E y F los productos. Utilizando la Ecuación [14.17] para sustituir los términos μ_i de la Ecuación [14.13], se obtiene que

$$v_E(\bar{g}_E^0 + R_u T \ln p_E) + v_F(\bar{g}_F^0 + R_u T \ln p_F) - v_A(\bar{g}_A^0 + R_u T \ln p_A) - v_B(\bar{g}_B^0 + R_u T \ln p_B) = 0 \quad [14.18]$$

En este punto conviene reordenar la Ecuación [14.18] y agrupar los términos análogos. Esto lleva a

$$(v_E \bar{g}_E^0 + v_F \bar{g}_F^0 - v_A \bar{g}_A^0 - v_B \bar{g}_B^0) + v_E R_u T \ln p_E + v_F R_u T \ln p_F - v_A R_u T \ln p_A - v_B R_u T \ln p_B = 0 \quad [14.19]$$

La magnitud que aparece entre paréntesis se denomina *variación de la función de Gibbs de la reacción en el estado estándar o energía de Gibbs estándar de la reacción* y se representa mediante el símbolo ΔG_T^0 . Así, en este caso particular

$$(v_E \bar{g}_E^0 + v_F \bar{g}_F^0 - v_A \bar{g}_A^0 - v_B \bar{g}_B^0) = \Delta G_T^0$$

o, de forma más general para cualquier reacción, dado que $G = H - TS$,

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_T^0 \equiv \sum_{\text{prod}} v_i \bar{g}_{i, T}^0 - \sum_{\text{reac}} v_i \bar{g}_{i, T}^0 \quad [14.20]$$

Recuérdese que para los gases ideales el estado estándar está definido a 1 atm de presión. La Ecuación [14.20] indica entonces que la variación de la función de Gibbs en el estado estándar puede evaluarse conociendo la entalpía de la reacción y la variación de entropía de la reacción estequiométrica que tiene lugar a la presión de 1 atm y la temperatura T . Los métodos para calcular estas magnitudes se introdujeron en el Capítulo 13. En consecuencia, una vez especificadas la reacción química estequiométrica y la temperatura, el valor de ΔG_T^0 está determinado.

A continuación se sustituye esta definición de ΔG_T^0 en la Ecuación [14.19]. A la vez se unen los términos que contienen los logaritmos en un solo término. Así, se obtiene que

$$\begin{aligned} -\Delta G_T^0 &= v_E R_u T \ln p_E + v_F R_u T \ln p_F - v_A R_u T \ln p_A - v_B R_u T \ln p_B = \\ &= R_u T [\ln (p_E)^{v_E} + \ln (p_F)^{v_F} - \ln (p_A)^{v_A} - \ln (p_B)^{v_B}] = \\ &= R_u T \ln \frac{(p_E)^{v_E} (p_F)^{v_F}}{(p_A)^{v_A} (p_B)^{v_B}} \end{aligned} \quad [14.21]$$

donde los p_i son los valores reales de las *presiones de los componentes de los gases que intervienen en la reacción en equilibrio*, expresados en atmósferas. Los exponentes de las presiones de los componentes son los coeficientes estequiométricos de la reacción química teórica ajustada.

Conviene escribir la Ecuación [14.21] de la forma

$$\exp \frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} = \frac{(p_E)^{v_E} (p_F)^{v_F}}{(p_A)^{v_A} (p_B)^{v_B}} \quad [14.22]$$

Como ΔG_T^0 es función únicamente de la temperatura, el primer miembro de la Ecuación [14.22] es sólo función de la temperatura. Así, su valor puede determinarse para cualquier reacción una vez que se ha elegido la temperatura. Este tipo de cálculo se formaliza definiendo este término como la *constante de equilibrio estándar* K_0 . Es decir,

$$K_0 \equiv \exp \frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} \quad \text{o} \quad \ln K_0 = \frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} \quad [14.23]$$

El primer paso en la determinación del equilibrio, una vez elegida la reacción, consiste en utilizar la Ecuación [14.23] para evaluar K_0 . El método general se analiza en el apartado siguiente. En las tablas termodinámicas se encuentran tabulados los valores de K_0 o de $\log_{10} K_0$ de unas pocas reacciones particulares frente a la temperatura. El uso de la base 10 en el logaritmo, en lugar de la base e ,

es cuestión de conveniencia. En la Tabla A.24 pueden encontrarse los valores de $\log_{10} K_0$ en un intervalo amplio de temperaturas para algunas reacciones comunes de gases ideales.

En segundo lugar se define el segundo miembro de la Ecuación [14.22] como K_p , una *constante de equilibrio en función de las presiones parciales*, para reacciones de gases ideales. Es decir,

$$K_p = \frac{(p_E)^{v_E} (p_F)^{v_F}}{(p_A)^{v_A} (p_B)^{v_B}} \quad [14.24]$$

Claramente, en general, el número de términos del numerador y del denominador dependen del número de reactantes y productos de la reacción. La Ecuación [14.24] tiene mayor significado y es más útil si se escribe en función del número de moles de cada componente presente en el equilibrio que si se hace en función de las presiones parciales. Como la presión del componente de un gas ideal se define como

$$p_i = y_i P = \frac{N_i}{N_m} P$$

para una reacción con dos reactantes y dos productos se puede modificar la expresión de K_p de la manera siguiente:

$$K_p = \frac{(N_E)^{v_E} (N_F)^{v_F}}{(N_A)^{v_A} (N_B)^{v_B}} \left(\frac{P}{N_m} \right)^{\Delta v} \quad [14.25]$$

donde $\Delta v = v_E + v_F - v_A - v_B$ y P se mide en atmósferas. De forma más general

$$\Delta v = \sum_{\text{prod}} v_i - \sum_{\text{reac}} v_i \quad [14.26]$$

Además, en la Ecuación [14.25] N_m es la suma del número *total* de moles de mezcla presentes en el equilibrio.

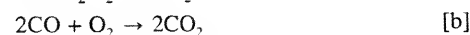
En resumen, la composición de equilibrio de una mezcla de gases ideales se determina mediante la relación

$$K_0 = K_p \quad [14.27]$$

La Ecuación [14.23] se utiliza para evaluar K_0 . Este tipo de cálculo se estudiará en el Apartado 14.6. Para evitar cálculos repetitivos resultan útiles los valores tabulados de $\log_{10} K_0$ de la Tabla A.24. No obstante, en la práctica no se suele disponer de estos datos y K_0 debe determinarse a partir de los datos fundamentales de las propiedades. Una vez que se conoce K_0 , no importa de la fuente que sea, se utiliza la Ecuación [14.25] para determinar los valores de N_i en el equilibrio. Este paso final se analiza en detalle en el Apartado 14.7. En la Figura 14.4 se muestra el proceso global.

Aunque la definición de K_0 parece sencilla, cuando se utilizan los datos de la Tabla A.24 conviene resaltar los siguientes puntos:

1. El valor de K_0 es independiente de la presión y depende solamente de la temperatura. La razón es que ΔG_T^0 se ha definido como un valor en el estado estándar de 1 atm, con independencia de la presión real. La presencia de gases inertes en la mezcla gaseosa no influye en su valor.
2. El valor de K_0 depende del modo de escribir la reacción química. Por ejemplo, considérense las tres reacciones siguientes a una temperatura dada:



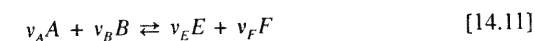
La energía de Gibbs estándar de la reacción [b] es el doble de la de la reacción [a]. En consecuencia, duplicando la reacción estequiométrica se elevará al cuadrado el valor de K_0 , es decir, $(K_0)_b = (K_0)_a^2$. Pero el invertir el sentido de una reacción química invierte el signo de ΔG_T^0 . Así, el valor de K_0 para la reacción [c] es el inverso del valor de la reacción [a]. Estos resultados se deducen de la relación exponencial entre K_0 y ΔG_T^0 . A partir de estos resultados se puede concluir que los valores tabulados de K_0 en función de la temperatura no tienen sentido, a menos que se cite también la ecuación a la que se refieren.

3. Cuanto mayor sea el valor de K_0 , más se aproxima la reacción al desarrollo completo. En general, cuando el valor de $\log_{10} K_0$ es mayor que +4 o +5, prácticamente se ha completado la reacción. Por otro lado, cuando es menor que -4 o -5, el progreso de la reacción hacia los productos es despreciable. Este es el intervalo en el que los cálculos del equilibrio son fundamentales para determinar la composición de equilibrio.

El problema analizado en el punto 2 anterior es importante cuando los datos de K_0 se leen en una tabla. Cuando estos valores se calculan a partir de los datos básicos de las propiedades, como se muestra en el próximo apartado, el valor correcto de ΔG_T^0 para la reacción química elegida se calcula directamente.

14.6. CÁLCULO DE LOS VALORES DE K_0

Como se ha demostrado en el Apartado 14.5, la constante de equilibrio K_0 está directamente relacionada con la energía de Gibbs estándar ΔG_T^0 . Para la reacción química representada por



la variación de la función de Gibbs en el estado estándar se determina mediante

$$\Delta G_T^0 = v_E \bar{g}_E^0 + v_F \bar{g}_F^0 - v_A \bar{g}_A^0 - v_B \bar{g}_B^0$$

El término \bar{g}_i^0 para la sustancia pura i se determina evaluando la magnitud $\bar{h}_i^0 - T\bar{s}_i^0$. Utilizando la Ecuación [14.18b] para la entalpía \bar{h}_i^0 de cualquier sustancia que interviene en la reacción, la variación de la energía de Gibbs estándar para cualquier sustancia es

$$\bar{g}_i^0 = (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - T\bar{s}_T^0)_i$$

La variación de la función de Gibbs en el estado estándar para cualquier reacción viene entonces dada por

$$\Delta G_T^0 = \sum_{\text{prod}} v_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - T\bar{s}_T^0)_i - \sum_{\text{reac}} v_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - T\bar{s}_T^0)_i \quad [14.28]$$

Para evaluar la expresión anterior, la Tabla A.23 proporciona datos de $\Delta \bar{h}_{f,298}^0$ y en las Tablas A.6 a A.11 pueden encontrarse datos de \bar{h} y \bar{s} a la temperatura requerida. Una vez que se ha determinado ΔG_T^0 a partir de la Ecuación [14.27], se utiliza la Ecuación [14.23] para calcular la constante de equilibrio K_0 . Es decir,

$$K_0 = \exp \left(\frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} \right) \quad [14.23]$$

Las técnicas de cálculo se muestran a continuación en el Ejemplo 14.1.

Análisis del equilibrio de las mezclas de gases ideales

- (1) Criterio de equilibrio:

$$K_0 = K_p$$

- (2) K_0 en función de ΔG_T^0 :

$$K_0 = \exp \frac{-\Delta G_T^0}{R_u T}$$

- (3) K_p en función de la composición de equilibrio:

$$K_p = \frac{(N_E)^{v_E} (N_F)^{v_F}}{(N_A)^{v_A} (N_B)^{v_B}} \left[\frac{P}{N_m} \right]^{\Delta v}$$

donde

$$\Delta v = v_E + v_F - v_A - v_B$$

Figura 14.4. Resumen de los pasos a seguir en el análisis del equilibrio de reacciones químicas.

EJEMPLO 14.1

Calcúlese la constante de equilibrio K_0 a (a) 298 K, y (b) 1.000 K, para la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$.

Solución

Datos. La reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$.

Incógnitas. K_0 a (a) 298 K, y (b) 1.000 K.

Modelo. Reacción de gases ideales.

Análisis. (a) En primer lugar se evalúa para la reacción la variación de la energía de Gibbs estándar utilizando la Ecuación [14.28]

$$\Delta G_T^0 = \sum_{\text{prod}} v_i (\Delta \bar{h}_{f,i}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - T \bar{s}_T^0)_i - \sum_{\text{reac}} v_i (\Delta \bar{h}_{f,i}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298} - T \bar{s}_T^0)_i$$

A 298 K los términos $(\bar{h}_T - \bar{h}_{298})$ son cero. Los términos restantes, la entalpía de formación y la entropía absoluta, se leen en la Tabla A.23. En este caso

$$\Delta G_T^0 = \sum_i v_i (\Delta \bar{h}_{f,i}^0 - T \bar{s}_T^0)_i = 1[-393.520 - 298(213.685)] + 1[10 - 298(130.574)] - 1[-110.530 - 298(197.543)] - 1[-241.810 - 298(188.720)] = -28.663 \text{ kJ/kmol CO}$$

Sustituyendo este valor en la Ecuación [14.23] se obtiene

$$K_0 = \exp \frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} = \exp \frac{28.663}{8,314(298)} = \exp 11,57 = 105.760$$

El valor de $\log_{10} K_0$ es 5,02, que concuerda bien con los datos de la Tabla A.24 a excepción del signo. En la Tabla A.24 la reacción química está escrita en sentido inverso. Así, el valor calculado de $\log_{10} K_0$ es el opuesto del valor tabulado.

(b) A una temperatura de 1.000 K los cálculos son

$$\begin{aligned} \Delta G_T^0 &= 1[-393.520 + 42.769 - 9.364 - 1.000(269.215)] + \\ &\quad + 1[0 + 29.154 - 8.468 - 1.000(166.114)] - \\ &\quad - 1[-110.530 + 30.355 - 8.669 - 1.000(234.421)] - \\ &\quad - 1[-241.810 + 35.882 - 9.904 - 1.000(232.597)] = -3.064 \text{ kJ/kmol CO} \end{aligned}$$

Este valor se sustituye ahora en la Ecuación [14.23]. A 1.000 K

$$K_0 = \exp \frac{3.064}{8,314(1.000)} = \exp 0,369 = 1.45$$

Este resultado concuerda bastante bien con el valor de la Tabla A.24 excepto en el signo.

Comentario. Continuando con este tipo de cálculos a otras temperaturas y tabulando los resultados, puede construirse la columna de la Tabla A.24 para esta reacción. Este procedimiento es aplicable a todas las reacciones mostradas en la tabla completa.

14.7. CÁLCULO DE LA COMPOSICIÓN DE EQUILIBRIO

Como se ha demostrado en el apartado anterior, se puede calcular el valor de ΔG_T^0 de cualquier reacción si se dispone de datos de entalpía y entropía. Por tanto, una vez fijada la temperatura, se conoce también el valor de K_0 de cualquier reacción en la que intervengan gases ideales. Para mezclas reactivas de gases ideales $K_0 = K_p$. Además, la constante de equilibrio K_p está relacionada con los moles de gases en el equilibrio químico mediante la Ecuación [14.25], es decir

$$K_p = \frac{(N_E)^{v_E} (N_F)^{v_F} \left(\frac{P}{N_m} \right)^{\Delta v}}{(N_A)^{v_A} (N_B)^{v_B}} \quad [14.25]$$

donde P se mide en atmósferas. En la ecuación [14.25], N_m es la suma del número total de moles de mezcla presentes en el equilibrio. Está relacionada con los valores de N_i mediante

$$N_m = N_A + N_B + \cdots + N_E + N_F + \cdots + N_{\text{inertes}} \quad [14.29]$$

Es importante no omitir el último término de esta expresión. La presencia de gases inertes afecta a la presión del componente de cada una de las sustancias que intervienen en la reacción. Si de momento se restringe el estudio a una reacción con dos reactantes y dos productos, las Ecuaciones [14.25] y [14.29] constituyen dos ecuaciones con cinco incógnitas. Las ecuaciones que faltan, necesarias para resolver el problema, están basadas en el principio de conservación de las especies atómicas, utilizado anteriormente en el Capítulo 14. En la práctica, para determinar una solución posible basta con los balances de masa.

Antes de continuar con los ejemplos se van a resaltar algunos puntos.

1. La presión de la mezcla afecta a la composición de equilibrio aunque no afecte al valor de K_0 . En la Ecuación [14.25] interviene el término $P^{\Delta v}$. El valor y el signo de Δv influirán en la composición de equilibrio. Sólo cuando Δv es cero, la presión no afecta.
2. La presencia de gases inertes en la mezcla reactiva afecta a la composición, debido al término $N_m^{\Delta v}$ de la Ecuación [14.25]. Los moles de gases inertes deben incluirse en N_m , como se ha hecho notar en la Ecuación [14.28]. Cuando Δv sea cero, la presencia de gases inertes no afectará.
3. Las cantidades relativas de los reactantes iniciales afectarán a la composición final. Esto sucede porque las cantidades de reactantes influyen en los balances másicos de las especies atómicas.
4. La temperatura de la mezcla reactiva afecta a la composición final, por la razón obvia de que una variación de temperatura puede alterar en gran medida el valor de K_0 .

Por tanto, la temperatura, la presión, los gases inertes y la composición de los reactantes iniciales afectan generalmente a la composición de equilibrio.

En los ejemplos siguientes, la constante de equilibrio K_0 se lee en la Tabla A.24. En la práctica no se dispone de este tipo de tabla para otras reacciones. Además, en la Tabla A.24 se dan valores para un número limitado de temperaturas. Así, el procedimiento general consistiría en calcular primero K_0 mediante el método del Apartado 14.6. Después, como para una mezcla de gases ideales $K_0 = K_p$, para determinar la composición de equilibrio se utiliza la Ecuación [14.25] junto con los balances de las especies químicas. Cuando es necesario realizar muchos cálculos, suele resultar muy útil utilizar programas de ordenador capaces de resolver ecuaciones no lineales y que contengan los datos de propiedades necesarios para calcular K_0 . A continuación, mediante varios ejemplos, se muestra el método general para determinar la composición de equilibrio de una mezcla real de gases ideales.

Una mezcla de monóxido de carbono (CO) y oxígeno (O₂), inicialmente en relación equimolar, alcanza el equilibrio a 1 atm y 3.000 K. Determinése la composición de equilibrio de la muestra.

Solución

Datos. Una mezcla de CO y O₂ inicialmente equimolar alcanza el equilibrio a 1 atm y 3.000 K, como se muestra en la Figura 14.5.

Incógnitas. Composición de equilibrio.

EJEMPLO 14.2

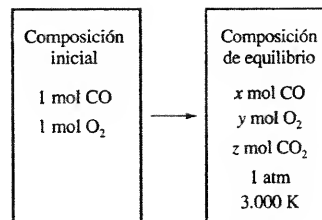
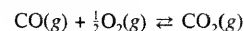


Figura 14.5. Esquema del Ejemplo 14.2.

Modelo. Reacción de gases ideales; las únicas sustancias que intervienen en la reacción son CO, O₂ y CO₂.

Análisis. La única reacción a considerar es



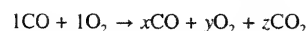
Otra reacción posible sería la disociación del O₂ en oxígeno monoatómico (O). En la Tabla A.24 se encuentra que el valor de K_0 para la disociación del O₂ es aproximadamente 0,013 y, por tanto, la formación de O será bastante pequeña. Se despreciará este efecto en los cálculos. En consecuencia, se supone que las únicas especies químicas presentes en el equilibrio son CO, O₂ y CO₂. En la Tabla A.24 la constante de equilibrio K_0 a 3.000 K es 3,06. Por tanto,

$$K_p = \frac{(N_{\text{CO}_2})^1}{(N_{\text{O}_2})^{1/2}(N_{\text{CO}})^1} \left(\frac{P}{N_m} \right)^{1-1-1/2}$$

o

$$3,06 = \frac{(N_{\text{CO}_2})}{(N_{\text{O}_2})^{1/2}(N_{\text{CO}})} \left(\frac{1}{N_m} \right)^{-1/2}$$

La reacción química real, que no se completa, puede escribirse como



Donde x , y y z representan el número de moles de CO, O₂ y CO₂ presentes en la mezcla en el equilibrio. Como $N_m = x + y + z$, la expresión de K_p , después de reordenar, resulta

$$3,06 = \frac{z(x + y + z)^{1/2}}{x(y)^{1/2}}$$

Además de esta relación que contiene las tres incógnitas, se pueden establecer los dos balances para los átomos de carbono y de oxígeno en la reacción real anterior. Así

$$\text{Balance de C} \quad 1 = x + z$$

$$\text{Balance de O} \quad 3 = x + 2y + 2z$$

Resolviendo en y y z , se tiene

$$z = 1 - x$$

y

$$y = \frac{1}{2}(3 - x - 2z) = \frac{1}{2}(1 + x)$$

También

$$N_m = x + y + z = x + (1 - x) + \frac{1}{2}(1 + x) + \frac{1}{2}(3 + x)$$

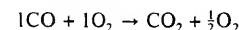
Se ha elegido evaluar los números de moles de O₂ y CO₂ en función de los de CO. Esta elección es arbitraria y tanto y como z podían haberse seleccionado como la incógnita que queda. Sustituyendo las ecuaciones de y , z y N_m en la expresión de K_p se obtiene

$$3,06 = \frac{(1-x)[(3+x)/2]^{1/2}}{x[(1+x)/2]^{1/2}} = \frac{(1-x)(3+x)^{1/2}}{x(1+x)^{1/2}}$$

Esta ecuación en x puede resolverse mediante iteración, división sintética, método de Newton o cualquier otra técnica de resolución adecuada. Un valor de 0,34 satisface la ecuación con la precisión deseada. Así, la reacción química correcta es



Esta reacción se compara con la reacción teórica de la combustión completa, que es



En esta mezcla reactiva particular y con la presión y temperatura finales, el CO₂ que se forma es unos dos tercios del esperado para la combustión completa.

14.7.1. INFLUENCIA DE LA PRESIÓN EN EL EQUILIBRIO

La presión total es con frecuencia una variable de diseño importante. En el ejemplo siguiente se muestra la influencia de la presión en la composición de equilibrio.

Una mezcla de monóxido de carbono y oxígeno inicialmente equimolar alcanza el equilibrio a 3.000 K y 5 atm. Determinése la composición de equilibrio de la mezcla.

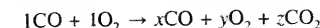
Solución

Datos. Una mezcla inicialmente equimolar de CO y O₂ alcanza el equilibrio a 5 atm y 3.000 K, como se muestra en la Figura 14.6.

Incógnitas. Composición de equilibrio.

Modelo. Reacción de gases ideales; las únicas sustancias que intervienen en la reacción son CO, O₂ y CO₂.

Análisis. Apoyándose en el análisis realizado en el Ejemplo 14.2, puede escribirse el sistema de ecuaciones siguiente:



$$z = 1 - x \quad y = \frac{1}{2}(1 + x) \quad N_m = \frac{1}{2}(3 + x)$$

$$K_p = \frac{z(5)^{-1/2}}{x(y)^{1/2}(x + y + z)^{-1/2}} = 3,06$$

o, después de reordenar

$$3,06(5)^{1/2} = \frac{(1-x)(3+x)^{1/2}}{x(1+x)^{1/2}}$$

El método de resolución es exactamente el mismo que el del ejemplo anterior. Sin embargo, la variación de presión afecta al resultado numérico. El segundo miembro de la ecuación es el mismo que antes, pero el valor numérico del primer miembro se ha multiplicado por la raíz cuadrada de la presión, en atmósferas. El valor de x que satisface la relación anterior es aproximadamente 0,193 mol. Por tanto, en el equilibrio se han formado 0,807 moles de CO₂.

Comentario. Cuando la presión es 1 atm se forman 0,66 mol de CO₂ por mol inicial de CO. Aparentemente, la influencia de la presión en la composición de equilibrio es bastante importante en esta reacción.

Como regla general, siempre que el exponente del término de la presión en la expresión de K_p sea negativo (es decir, la suma $v_E + v_F - v_A - v_B$ sea negativa), un aumento de la presión supondrá un aumento del número de moles de productos formados a una temperatura dada y una disminución del número de moles de reactantes presentes en el equilibrio. Cuando el exponente de la presión es positivo, el resultado es el contrario. Cuando el exponente es cero, la presión no afecta a la composición de equilibrio.

14.7.2. INFLUENCIA DE LOS GASES INERTES EN EL EQUILIBRIO

Al igual que la influencia de la presión analizada anteriormente, la de los gases inertes en la composición de equilibrio depende del signo y el valor de Δv en la expresión de K_p . En una reacción de combustión, por ejemplo, el oxidante podría

EJEMPLO 14.3

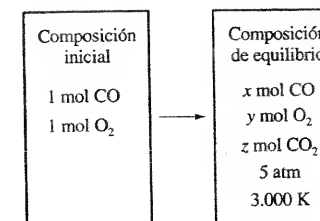


Figura 14.6. Esquema y datos del Ejemplo 14.3.

ser oxígeno puro o aire. En este último caso se supondrá que el nitrógeno del aire no es reactivo. Así, el uso de los dos oxidantes conduciría a resultados diferentes. Este punto se ilustra en el ejemplo siguiente.

EJEMPLO 14.4

Composición inicial	Composición de equilibrio
1 mol CO	x mol CO
1 mol O ₂	y mol O ₂
3,76 mol N ₂	z mol CO ₂
	3,76 mol N ₂
	1 atm
	3.000 K

Figura 14.7. Esquema y datos del Ejemplo 14.4.

Para determinar la influencia de la presencia de gases inertes en la composición de equilibrio, calcúlese la composición de una mezcla a 3.000 K (5.400 °R) y 1 atm, compuesta inicialmente por 1 mol de monóxido de carbono y 4,76 moles de aire.

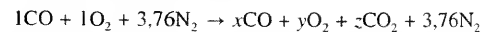
Solución

Datos. Mezcla compuesta inicialmente por 1 mol de CO y 4,76 moles de aire, como se muestra en la Figura 14.7.

Incógnitas. Composición de equilibrio.

Modelo. Reacción de gases ideales; las únicas sustancias que intervienen en la reacción son CO, O₂, CO₂ y N₂.

Análisis. El procedimiento es básicamente el mismo que en los ejemplos anteriores, exceptuando que debe modificarse N_m en la ecuación del número total de moles. La reacción química de gases ideales resulta ahora



De nuevo, de los balances de carbono y oxígeno $z = 1 - x$ e $y = \frac{1}{2}(1 + x)$. Sin embargo, el número total de moles de mezcla en el equilibrio es ahora

$$N_m = x + y + z + 3,76 = \frac{1}{2}(10,52 + x)$$

La expresión de K_p es entonces

$$3,06 = \frac{(1-x)(1)^{-1/2}}{x[(1+x)/2]^{1/2}[(10,52+x)/2]^{-1/2}} = \frac{(1-x)(10,52+x)^{1/2}}{x(1+x)^{1/2}}$$

Un valor de x solución de esta ecuación es 0,47 mol de CO en el estado de equilibrio a 3.000 K y 1 atm.

Comentario. Comparando el resultado con el ejemplo original se encuentra que la presencia de nitrógeno inerte disminuye el CO₂ formado desde 0,66 hasta 0,53 moles a la misma presión y temperatura. Queda claro que es necesario tener en cuenta la presión del sistema y la presencia de gases inertes al determinar la composición de equilibrio de una mezcla reactiva de gases ideales a una temperatura dada.

Los ejemplos anteriores han ilustrado el método general para determinar la composición de equilibrio de una mezcla de gases ideales cuando se conocen la presión y la temperatura. Para realizar los cálculos de una mezcla reactiva hay que suponer cuáles van a ser las especies químicas presentes en el equilibrio. Esto es necesario porque la presencia de las distintas sustancias determina las reacciones de equilibrio que deben considerarse. Hasta ahora se han analizado mezclas para las que sólo es importante una reacción de equilibrio. Sin duda pueden tener lugar otras reacciones, como la disociación del O₂ en oxígeno atómico (O) o del N₂ en nitrógeno atómico (N), pero el progreso de estas reacciones es despreciable. La experiencia permite predecir qué reacciones pueden despreciarse con seguridad y cuáles deben tenerse en cuenta.

Como se mencionó en el Apartado 14.5, el valor de K_0 suele ser una buena guía para determinar la importancia de la reacción. Como regla razonable se puede establecer que cuando K_0 es menor que 10^{-3} o 10^{-4} (o $\log K_0$ es menor que $-3,0$ o $-4,0$), el progreso de la reacción no es importante. Del mismo modo, cuando K_0 es mayor que 10^3 o 10^4 (o $\log K_0$ es mayor que 3,0 o 4,0), la reac-

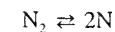
ción llega prácticamente a completarse. Por ejemplo, considérese la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$. La constante de equilibrio K_0 a 2.000 K (3.600 °R) es aproximadamente 760. Para una relación equimolar de CO y O₂ a 1 atm, el CO presente en el equilibrio es aproximadamente 0,0024 mol por mol inicial de CO. La reacción prácticamente se completa. En consecuencia, a temperaturas inferiores a 2.200 K o 4.000 °R, generalmente puede despreciarse la disociación de CO₂ en CO y O₂, excepto a presiones mucho más bajas que la atmosférica. A temperaturas más altas deben considerarse los efectos de disociación, como se ha mostrado en los ejemplos anteriores, ya que el valor de K_0 cae rápidamente al aumentar las temperaturas por encima de 2.200 K o 4.000 °R. En la Figura 14.8 se muestra el descenso de K_0 al aumentar la temperatura en la combustión exotérmica de CO para dar CO₂. Se enumeran también los moles de CO en el equilibrio por mol inicial de CO. Se demostrará posteriormente que, en todas las reacciones exotérmicas, el valor de K_0 *siempre* disminuye al aumentar la temperatura.

$\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$		
T, K	K_0	$N_{\text{CO,eq}}$
1.500	2×10^5	10^{-5}
2.000	766	0,0024
2.500	27,5	0,058
3.000	3,05	0,34

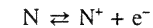
Figura 14.8. Muestra de la variación de K_0 y de la concentración de CO con la temperatura para la reacción de transformación CO–CO₂ especificada.

14.7.3. REACCIONES DE IONIZACIÓN

El concepto de disociación de un compuesto en dos o más partículas más pequeñas puede extenderse a los efectos de ionización. Los elementos, por ejemplo, se ionizan produciendo un ion cargado positivamente y un electrón. A temperaturas elevadas, el nitrógeno diatómico se disocia en su forma monoatómica de acuerdo con la ecuación



Cuando el gas se calienta hasta temperaturas más altas, también se produce la reacción siguiente:



En muchas ocasiones es razonable suponer que los iones positivos y los electrones se comportan como gases ideales. En consecuencia, la expresión de K_p (Ecuación [14.25]) es igualmente válida para una mezcla de partículas neutras, iones y electrones a una presión y temperatura dadas. (En presencia de campos eléctricos la temperatura de los electrones puede no ser necesariamente la misma que la de los iones y las partículas neutras. En presencia de campos moderados se puede suponer que la temperatura de todas las partículas es la misma.) En general, el grado de ionización aumenta al aumentar la temperatura y disminuir la presión.

Una hipotética especie monoatómica gaseosa A se ioniza según la relación $A \rightleftharpoons A^+ + e^-$. Si a una temperatura T el valor de K_0 es 0,1 y la presión es 0,1 atm, determínese el porcentaje de ionización.

Solución

Datos. La reacción de ionización $A \rightleftharpoons A^+ + e^-$ a 0,1 atm, para la que $K_0 = 0,1$.

Incógnitas. El tanto por ciento de ionización.

Modelo. Reacción de gases ideales.

Análisis. La expresión de K_p para la reacción es

$$K_p = \frac{N_{A^+} N_{e^-}}{N_A} \frac{P}{N_m}$$

EJEMPLO 14.5

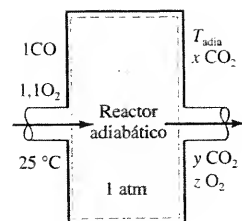


Figura 14.10. Esquema y datos del Ejemplo 14.7.

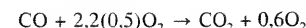
Solución

Datos. CO y un 220 por 100 de O₂ teórico a 25 °C reaccionan adiabáticamente a 1 atm en régimen estacionario para formar CO₂, como se muestra en la Figura 14.10.

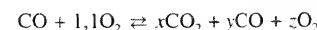
Incógnitas. Composición final de equilibrio y temperatura.

Modelo. Adiabático, estacionario, mezcla de gases ideales.

Análisis. La reacción teórica de la combustión completa sería



Sin embargo, en este caso particular, cuando se consideran los efectos del equilibrio químico, debe escribirse



Los balances másicos aplicados a la reacción son

$$\text{Balance de O: } 1 + 2,2 = 2x + y + 2z$$

$$\text{Balance de C: } 1 = x + y$$

La expresión de K_p para la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ es

$$K_p = \frac{N_{\text{CO}_2}}{(N_{\text{CO}})(N_{\text{O}_2})^{1/2}} \left(\frac{P}{N_m} \right)^{-1/2} = \frac{x(x+y+z)^{1/2}}{y(z)^{1/2}}$$

De momento se tienen tres ecuaciones y cuatro incógnitas. Las incógnitas son x , y , z y K_p . El valor de K_p ($= K_0$) es, por supuesto, función únicamente de la temperatura. La ecuación adicional que se necesita es la ecuación de conservación de la energía, que en este caso se reduce a

$$\bar{h}_{\text{reac}} = \bar{h}_{\text{prod}}$$

El balance energético anterior puede escribirse de forma más explícita como

$$\sum_{\text{reac}} n_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i = \sum_{\text{prod}} n_i(\Delta \bar{h}_{f,298}^0 + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i$$

Aplicado a la reacción anterior, éste puede escribirse como

$$1(-110.530 + 0) + 1,1(0) = x(-393.520 + \bar{h}_{T,\text{CO}_2} - 9.364) + y(-110.530 + \bar{h}_{T,\text{CO}} - 8.669) + z(0 + \bar{h}_{T,\text{O}_2} - 8.682)$$

donde los términos de entalpía se evalúan a la temperatura final todavía desconocida. Esta ecuación no introduce incógnitas nuevas y, por tanto, se tienen ecuaciones suficientes para determinar la solución. No obstante, el método de resolución requiere una técnica de iteración o de prueba y error manual o programada en un ordenador. Antes de comenzar el proceso de iteración, los balances másicos y la expresión de K_p pueden combinarse de la forma

$$K_p = \frac{x(2,1 - 0,5x)^{1/2}}{(1-x)(1,1 - 0,5x)^{1/2}}$$

A la vez, combinando los balances másicos y la ecuación de la energía se obtiene

$$-110.530 = x(-402.884 + \bar{h}_{T,\text{CO}_2}) + (1-x)(-119.199 + \bar{h}_{T,\text{CO}}) + (1,1 - 0,5x)(\bar{h}_{T,\text{O}_2} - 8.682)$$

Por tanto, se tienen dos ecuaciones con dos incógnitas, x y T . Como primera aproximación se toma T igual a 2.900 K. Los valores de la entalpía del balance energético pueden obtenerse de las Tablas A.7 a A.9, lo que permite determinar x de la ecuación de la energía. Resulta $x = 0,707$. Este valor de x se sustituye en la expresión de K_p . Así

$$K_p = \frac{0,707(2,1 - 0,354)^{1/2}}{0,293(1,1 - 0,354)^{1/2}} = 3,69$$

Sin embargo, a 2.900 K, en la Tabla A.24 se encuentra que el valor de la constante de equilibrio K_0 es 4.46. Como segunda prueba se toma $T = 3.000$ K. El balance energético proporciona entonces $x = 0,739$. Sustituyendo esta magnitud en la expresión de K_p se obtiene que su valor es 4,36. A 3.000 K el valor de K_0 de la Tabla A.24 es 3,06. Como este último valor es menor que el calculado a partir del valor de x , el valor supuesto para la temperatura es demasiado alto. La solución correcta debe quedar entre 2.900 y 3.000 K, para la que $K_p = K_0$. No es necesario afinar más el método, ya que el procedimiento general se ha mostrado suficientemente.

El ejemplo anterior es bastante simple, ya que sólo interviene una reacción de equilibrio. En la práctica, para unos reactantes iniciales dados, pueden tener lugar muchas reacciones de equilibrio. No obstante, el método de resolución es exactamente el mismo, sea el proceso adiabático o no. Deben utilizarse los balances másicos basados en la conservación de las especies atómicas, el principio de conservación de la energía y el principio de aumento de entropía en la forma de las expresiones de K_p . Es necesario tener cuidado para que todas las expresiones de K_p sean independientes. Además, es importante no olvidar que este estudio de las reacciones químicas en el que se utiliza K_p exige el comportamiento de gas ideal.

14.9. LA ECUACIÓN DE VAN'T HOFF QUE RELACIONA K_0 Y Δh_R

Resulta útil obtener una expresión general de la variación de $\ln K_0$ con la temperatura. En el Apartado 14.5 se ha relacionado la constante de equilibrio K_0 con la variación de la energía de Gibbs estándar ΔG_T^0 mediante la definición $-R_s \ln K_0 \equiv \Delta G_T^0/T$. Cuando se sustituye la relación $\Delta G_T = \Delta H_T - T \Delta S_T$ y la expresión resultante se deriva respecto a la temperatura, se obtiene

$$-R \frac{d \ln K_0}{dT} = -\frac{\Delta H_T}{T^2} + \frac{d(\Delta H_T)}{T dT} - \frac{d(\Delta S_T)}{dT}$$

Sin embargo, si se aplica la ecuación básica $T dS = dH - V dP$ a una reacción química a presión constante, entonces $T d(\Delta S)/dT = d(\Delta H)/dT$. Así, los términos segundo y tercero del segundo miembro de la ecuación anterior se cancelan y se reduce a

$$\frac{d \ln K_0}{dT} = \frac{\Delta H_T^0}{R_u T^2} = \frac{\Delta \bar{h}_R^0}{R_u T^2} \quad [14.30]$$

donde $\Delta \bar{h}_R^0$ es la entalpía de reacción introducida en el Apartado 13.7. La expresión de la variación de $\ln K_0$ con la temperatura puede escribirse como

$$\frac{d \ln K_0}{d(1/T)} = \frac{-\Delta \bar{h}_R^0}{R} \quad [14.31]$$

Cualquiera de estas ecuaciones se denomina *ecuación de la isóbara de Van't Hoff*.

Para integrar estas ecuaciones debe conocerse la relación funcional entre $\Delta \bar{h}_R^0$ y T . La entalpía de reacción de algunas reacciones es prácticamente independiente de la temperatura. Así, con frecuencia se puede suponer que $\Delta \bar{h}_R^0$ es constante en el intervalo de temperaturas que interesa. Si se elige el valor medio o el inicial de la entalpía de reacción, al integrar la Ecuación [14.31] se obtiene directamente

$$\ln \frac{K_{02}}{K_{01}} \approx -\frac{\Delta \bar{h}_R^0}{R_u} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad [14.32]$$

Esta aproximación suele ser bastante buena para intervalos de temperatura pequeños.

donde $N_m = N_{A^+} + N_{e^-} + N_{A^-}$. Las ecuaciones de conservación de la masa y conservación de la carga son

$$\text{Balance de cargas positivas:} \quad 0 = N_{A^+} + N_{e^-}$$

$$\text{Balance de la especie atómica A:} \quad 1 = N_A + N_{A^-}$$

El primer balance establece que dado que debe conservarse la carga, $N_{A^+} = N_{e^-}$. El segundo balance establece que cada ion debe proceder originalmente de una partícula neutra. Por tanto, tomando como base un mol inicial de la especie atómica A, $1 - N_A = N_{A^-}$. Si se sustituyen estas dos últimas igualdades en la expresión de K_p , se tiene

$$K_p = 0,1 = \frac{(1 - N_A)(1 - N_A)}{N_A} \frac{0,1}{2 - N_A}$$

o

$$N_A(2 - N_A) = (1 - N_A)^2$$

La solución de esta ecuación es

$$N_A = 0,293$$

Por tanto, el grado de ionización está cerca del 70 por 100.

14.8. ANÁLISIS DE LA PRIMERA LEY APLICADA A MEZCLAS DE GASES IDEALES EN EQUILIBRIO

En el Capítulo 13 se aplicó el principio de conservación de la energía a reacciones químicas suponiendo que progresaban hasta completarse. Se analizaron dos tipos de procesos. En el primero se conocían los estados inicial y final de los reactantes y productos. A partir de esta información podían calcularse las interacciones calor. En el segundo, el proceso se suponía adiabático. Conocido el estado inicial de los reactantes, se calculaba la temperatura máxima de la reacción (temperatura de combustión adiabática). Estos dos tipos de cálculos pueden repetirse ahora teniendo en cuenta las restricciones que impone la segunda ley a las reacciones químicas. En los procesos reales de combustión pueden ocurrir dos cosas. O bien la propia reacción principal no puede completarse, o bien los productos de la reacción principal se disocian en otras especies químicas inicialmente no presentes. Así, los cálculos de las reacciones químicas deberían tener en cuenta estos dos factores si se considera que pueden ser importantes. Si se transfiere suficiente calor, por ejemplo en un proceso de combustión, es posible que no sea necesario considerar ninguno de los dos efectos. Los dos ejemplos siguientes ilustran el uso de las dos leyes primera y segunda en el análisis de reacciones químicas de mezclas de gases ideales.

EJEMPLO 14.6

Una mezcla equimolar de monóxido de carbono y vapor de agua entra a un dispositivo en régimen estacionario a 400 K (260 °F) y 1 atm. Los productos finales, entre los que se encuentran CO_2 y H_2 , salen a 1.000 K (1.340 °F). Calcúlese la magnitud y el sentido del calor transferido por mol inicial de CO en los reactantes.

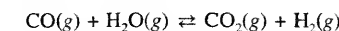
Solución

Datos. Una mezcla equimolar de CO y H_2O a 400 K reacciona en régimen estacionario para formar CO_2 y H_2 a 1.000 K, como se muestra en la Figura 14.9.

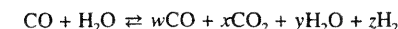
Incógnitas. $\dot{Q}/\dot{N}_{\text{CO}}$ en kJ/kmol de CO.

Modelo. Régimen estacionario, mezcla de gases ideales.

Análisis. La reacción química viene dada por



En lugar de la reacción de equilibrio esperada entre los constituyentes, la reacción real debe escribirse como



Utilizando los balances másicos se obtienen las relaciones entre w , x , y y z :

$$\text{Balance de O:} \quad 2 = w + 2x + y$$

$$\text{Balance de C:} \quad 1 = w + x$$

$$\text{Balance de H:} \quad 2 = 2y + 2z$$

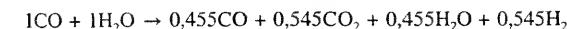
La expresión de la constante de equilibrio de la reacción del gas de agua proporciona otra relación entre las cuatro variables:

$$K_p = \frac{(N_{\text{CO}_2})(N_{\text{H}_2})}{(N_{\text{CO}})(N_{\text{H}_2\text{O}})} \left(\frac{P}{N_m} \right)^0$$

En la tabla A.24 puede encontrarse que el valor de $\log K_0$ a 1.000 K es 0,159, o $K_0 = 1,44$. Por tanto, en función de las incógnitas:

$$1,44 = \frac{xz}{wy}$$

Los tres balances másicos y la ecuación de K_p pueden resolverse simultáneamente mediante un ordenador o calculando a mano. La solución para la ecuación de la reacción química real es



Por tanto, la reacción progresa hasta completarse el 54,5 por 100. A partir de esta información puede calcularse el valor del calor transferido.

El principio de conservación de la energía para un proceso en régimen estacionario es

$$\dot{Q} = \sum_{\text{prod}} \dot{N}_i h_i - \sum_{\text{reac}} \dot{N}_i h_i$$

$$\dot{Q}/\dot{N}_{\text{CO}} = \sum_{\text{prod}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^\circ + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i - \sum_{\text{reac}} n_i (\Delta \bar{h}_{f,298}^\circ + \bar{h}_T - \bar{h}_{298})_i$$

Sustituyendo los valores de $\Delta \bar{h}_f$ de la Tabla A.23 y los valores de \bar{h} de las Tablas A.8 a A.11, se tiene que

$$\begin{aligned} \dot{Q}/\dot{N}_{\text{CO}} &= 0,455(-110.530 + 30.355 - 8.669) + 0,545(-393.520 + 42.769 - 9.364) + \\ &+ 0,455(-241.820 + 35.882 - 9.904) + 0,545(0 + 29.154 - 8.468) - \\ &- 1(-110.530 + 11.644 - 8.669) - 1(-241.820 + 13.356 - 9.904) = \\ &= 22.300 \text{ kJ/kmol CO} \end{aligned}$$

Comentario. El valor positivo de \dot{Q} indica que debería suministrarse un calor de 22.300 kJ por kmol de CO inicial para que los productos alcancen 1.000 K. A esta temperatura pueden despreciarse las disociaciones del CO_2 y el H_2O en CO, H_2 y O_2 .

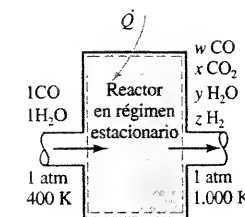


Figura 14.9. Esquema y datos del Ejemplo 14.6.

EJEMPLO 14.7

Un mol de monóxido de carbono y una demanda teórica de oxígeno del 220 por 100, inicialmente ambos a 25 °C, reaccionan para formar CO_2 en un proceso en régimen estacionario a 1 atm. Despreciando la disociación del O_2 , determínese la composición final de equilibrio y la temperatura final si el proceso es adiabático.

De la Ecuación [14.32] se obtiene un resultado cualitativo interesante. Si una reacción es exotérmica (cede calor), $\Delta \bar{h}_R^0$ es negativo por convenio. Además, cuando para esa reacción $T_2 > T_1$, el segundo miembro de la Ecuación [14.32] es negativo. Por tanto, K_{02} debe ser menor que K_{01} . Es decir, para las *reacciones exotérmicas*, la constante de equilibrio K_0 *disminuye al aumentar la temperatura*. Como K_0 decrece, se reduce la tendencia de la reacción a completarse. En condiciones adiabáticas, la energía liberada por una reacción exotérmica disminuye, ya que la reacción no se completa.

EJEMPLO 14.8

A 3.000 K, la constante de equilibrio K_0 para la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$ en fase gaseosa es 3,055. Estímese el valor a 2.000 K a partir de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff.

Solución

Datos. $K_0 = 3,055$ a 3.000 K para la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$.

Incógnitas. Valor de K_0 a 2.000 K.

Modelo. Ecuación de la isóbara de Van't Hoff, mezcla de gases ideales.

Análisis. Los valores de $\Delta \bar{h}_R^0$ a 2.000 y 3.000 K son -277.950 y -272.690 kJ/kmol respectivamente. Como la variación de $\Delta \bar{h}_R^0$ es relativamente pequeña, la Ecuación [14.32] debería dar un valor de K_0 para la temperatura inferior bastante bueno. El valor medio de $\Delta \bar{h}_R^0$ es -275.320 kJ/kmol. Por tanto

$$\ln \frac{K_{02}}{K_{01}} = \frac{275.320}{8,314} \left(\frac{1}{2.000} - \frac{1}{3.000} \right) = 33.115(1,667 \times 10^{-4}) = 5,52$$

Así, $K_{02}/K_{01} = 252$, es decir, $K_{02} = 770$.

Comentario. El valor que aparece en la Tabla A.24 es 766. El error es del 0,5 por 100, pero para una variación de temperatura de 1.000 K. El cálculo indica que se obtiene una precisión razonable si K_0 se mantiene relativamente constante.

EJEMPLO 14.9

A temperaturas altas el átomo de potasio se ioniza según la reacción $\text{K} \rightleftharpoons \text{K}^+ + \text{e}^-$. Los valores de la constante de equilibrio K_0 para esta reacción en fase gaseosa a 3.000 y 3.500 K son $8,33 \times 10^{-6}$ y $1,33 \times 10^{-4}$, respectivamente. Estímese la entalpía de reacción media en el intervalo de temperaturas considerado, en J/mol y electrón-voltio por molécula.

Solución

Datos. Para la reacción $\text{K} \rightleftharpoons \text{K}^+ + \text{e}^-$, K_0 es $8,33 \times 10^{-6}$ a 3.000 K y $1,33 \times 10^{-4}$ a 3.500 K.

Incógnitas. Valor medio de $\Delta \bar{h}_R^0$ en el intervalo de temperatura dado.

Modelo. Ecuación de la isóbara de Van't Hoff, mezcla de gases ideales.

Análisis. La entalpía de reacción media puede determinarse a partir de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff. Utilizando la Ecuación [14.32] resulta

$$\ln \frac{1,33 \times 10^{-4}}{8,33 \times 10^{-6}} = \frac{\Delta \bar{h}_R^0}{8,314} \left(\frac{1}{3.500} - \frac{1}{3.000} \right)$$

o

$$\Delta \bar{h}_R^0 = \frac{-2,778(8,314)}{-4,76 \times 10^{-5}} = 483.700 \text{ kJ/kmol}$$

La conversión de esta magnitud a electrón-voltio por molécula se realiza como sigue

$$\Delta \bar{h}_R^0 = 483.700 \text{ kJ/kmol} \times \frac{\text{kmol}}{6,023 \times 10^{26} \text{ molécula}} \times \frac{\text{eV}}{1,60 \times 10^{-22} \text{ kJ}} = 5,02 \text{ eV/molécula}$$

Comentario. Este valor de la entalpía de reacción se conoce también como *potencial de ionización* del átomo de potasio. Obsérvese que la reacción es altamente endotérmica.

14.10. REACCIONES SIMULTÁNEAS

El estudio anterior se ha centrado en determinar el estado de equilibrio de una única reacción a una presión y una temperatura dadas. Para alcanzar el equilibrio debe minimizarse la función de Gibbs total de todas las sustancias que intervienen en la reacción. Sin embargo, es bastante común que en una mezcla reactiva se produzcan dos o más reacciones simultáneamente. Además, algunas de las sustancias que reaccionan aparecerán en distintas reacciones. Como podría suponerse de antemano, el análisis correcto de estos sistemas más complejos requiere utilizar la reacción de equilibrio para cada reacción independiente que tiene lugar en la mezcla.

En general, considérese un sistema en el que se producen R reacciones *independientes*. La resolución de este problema de reacciones simultáneas requiere escribir R ecuaciones de la forma

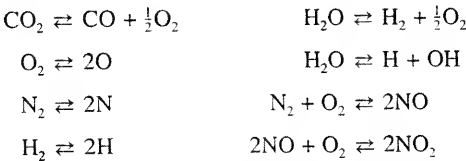
$$\sum_{\text{prod}} \nu_i \mu_i - \sum_{\text{reac}} \nu_i \mu_i = 0 \tag{14.14}$$

Sustituyendo el potencial químico del gas ideal μ_i en estas R ecuaciones se obtienen R expresiones diferentes para K_p . Cada K_p se evalúa mediante la relación general

$$K_p = K_0 = \exp \left(\frac{-\Delta G_T^0}{R_u T} \right)$$

donde existe un valor diferente de ΔG_T^0 para cada reacción a una temperatura dada. Además se escriben los balances atómicos en función del estado inicial de la mezcla reactiva. Las expresiones de K_p más los balances atómicos proporcionan información suficiente para determinar la composición de equilibrio de una mezcla de gases ideales.

Como ejemplo, considérese la combustión adiabática de un combustible C_2H_4 con un pequeño exceso de aire. Para calcular la temperatura de combustión adiabática, además de la reacción principal de combustión, es necesario considerar varias reacciones. Entre las posibles reacciones a temperaturas altas se encuentran



Cuando intervienen muchas reacciones es difícil realizar los cálculos a mano. Sin embargo, este tipo de problemas se resuelve fácilmente con un programa de ordenador.

Se ha hecho hincapié en que las R ecuaciones deben ser independientes para obtener una solución válida. Por ejemplo, considérese el caso en el que las sustancias que intervienen en la reacción son CO , CO_2 , H_2 , H_2O y O_2 . Se puede escribir



Una tercera reacción que puede escribirse es



Sin embargo, estas tres ecuaciones no son independientes, ya que la Ecuación [c] puede obtenerse restando algebraicamente la Ecuación [b] de la Ecuación [a]. Por tanto, en este caso sólo podrían escribirse dos expresiones de K_p , aunque es cuestión de preferencias decidir cuáles.

EJEMPLO 14.10

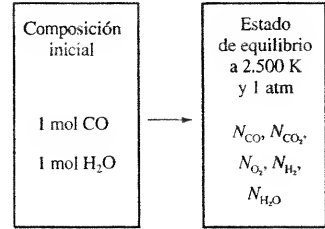


Figura 14.11. Esquema y datos del Ejemplo 14.10.

Un mol de CO y un mol de H_2O se calientan hasta 2.500 K (4.500 °R) y 1 atm. Détermínese la composición de equilibrio si se supone que sólo están presentes CO , CO_2 , H_2 , H_2O y O_2 y que todos los gases son ideales.

Solución

Datos. Un mol de CO y un mol de H_2O reaccionan a 2.500 K y 1 atm. Entre los productos se incluyen sólo CO , CO_2 , H_2 , H_2O y O_2 , como se muestra en la Figura 14.11.

Incógnitas. La composición de equilibrio.

Modelo. Gases ideales.

Análisis. Las reacciones teóricas elegidas son



En la Tabla A.24 se encuentra que los valores de K_0 para estas reacciones en la forma en que se han escrito son 27,5 y 0,164 respectivamente. Entonces

$$K_{p,a} = 27,5 = \frac{N_{\text{CO}_2}}{N_{\text{CO}}(N_{\text{O}_2})^{1/2}} \left(\frac{P}{N_T} \right)^{-1/2}$$

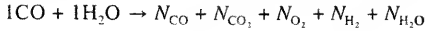
y

$$K_{p,b} = 0,164 = \frac{(N_{\text{CO}_2})(N_{\text{H}_2})}{(N_{\text{CO}})(N_{\text{H}_2\text{O}})} \left(\frac{P}{N_T} \right)^0$$

donde

$$N_T = N_{\text{CO}} + N_{\text{CO}_2} + N_{\text{O}_2} + N_{\text{H}_2} + N_{\text{H}_2\text{O}}$$

La reacción química global que relaciona los reactantes y los productos es



Esta relación puede utilizarse para escribir los balances másicos de las especies atómicas presentes en la reacción global. Son

Balance de C: $1 = N_{\text{CO}} + N_{\text{CO}_2}$

Balance de O: $2 = N_{\text{CO}} + 2N_{\text{CO}_2} + N_{\text{H}_2\text{O}} + 2N_{\text{O}_2}$

Balance de H₂: $1 = N_{\text{H}_2} + N_{\text{H}_2\text{O}}$

Las dos expresiones de la constante de equilibrio y los tres balances de las especies químicas anteriores constituyen un sistema de cinco ecuaciones con cinco incógnitas. Por tanto, el problema está determinado. En primer lugar se resuelven los tres balances atómicos para las tres incógnitas N_i en función de los dos valores restantes N_i independientes. Arbitrariamente, sean N_{CO} y $N_{\text{H}_2\text{O}}$ las variables independientes. Las expresiones para las tres variables dependientes y N_T son

$$\begin{aligned} N_{\text{CO}} &= 1 - N_{\text{CO}_2} & N_{\text{H}_2} &= 1 - N_{\text{H}_2\text{O}} \\ N_{\text{O}_2} &= \frac{1}{2}(1 - N_{\text{CO}_2} - N_{\text{H}_2\text{O}}) & N_T &= \frac{1}{2}(5 - N_{\text{CO}_2} - N_{\text{H}_2\text{O}}) \end{aligned}$$

Sustituyendo estas cuatro relaciones en la expresión de K_p resulta

$$27,5 = \frac{N_{\text{CO}_2}(5 - N_{\text{CO}_2} - N_{\text{H}_2\text{O}})^{1/2}}{(1 - N_{\text{CO}_2})(1 - N_{\text{CO}_2} - N_{\text{H}_2\text{O}})^{1/2}}$$

y

$$0,164 = \frac{N_{\text{CO}_2}(1 - N_{\text{H}_2\text{O}})}{(1 - N_{\text{CO}_2})(N_{\text{H}_2\text{O}})}$$

Mediante las técnicas numéricas adecuadas (incluyendo el análisis con ordenador) se puede obtener la solución que verifique simultáneamente las dos ecuaciones anteriores. La siguiente tabla resume el resultado.

Sustancia	Moles iniciales	Moles finales
CO	1	0,71
H ₂ O	1	0,71
CO ₂	0	0,29
H ₂	0	0,29
O ₂	0	0,005

Comentario. A partir de estos datos se obtiene que han reaccionado casi el 30 por 100 del CO y el H_2O en el estado de equilibrio.

14.11. RESUMEN

Para las reacciones químicas que tienen lugar a una temperatura y una presión dadas, el criterio general de equilibrio es

$$dG_{T,P} \leq 0$$

Por tanto, una reacción química espontánea progresa en el sentido en que decrece la función de Gibbs a T y P constantes. Cuando la reacción alcanza el equilibrio, la función de Gibbs alcanza un valor mínimo. Una forma más útil de expresar el criterio de equilibrio es

$$\sum_{\text{prod}} \nu_i \mu_i - \sum_{\text{reac}} \nu_i \mu_i = 0$$

donde ν_i es el coeficiente estequiométrico y μ_i es el potencial químico.

El potencial químico $\mu_{i,T,P}$ de un gas en una mezcla de gases ideales es

$$\mu_{i,T,P} = \bar{g}_{i,T}^0 + R_u T \ln p_i$$

donde p_i se mide en atmósferas. Como resultado, el criterio de equilibrio para una mezcla de gases ideales puede expresarse como $K_0 = K_p$, donde

$$K_0 \equiv \exp \frac{-\Delta G_T^0}{RT} \quad y \quad K_p \equiv \frac{(p_E)^{\nu_E}(p_F)^{\nu_F}}{(p_A)^{\nu_A}(p_B)^{\nu_B}}$$

K_0 es la constante de equilibrio estándar y K_p se define como la constante de equilibrio en función de las presiones parciales para reacciones de gases ideales. También

$$\Delta G_T^0 = \Delta H_T^0 - T \Delta S_T^0 = \sum_{\text{prod}} \nu_i \bar{g}_{i,T}^0 - \sum_{\text{reac}} \nu_i \bar{g}_{i,T}^0$$

Como ΔG_T^0 es función únicamente de la temperatura, para cualquier reacción puede determinarse K_0 una vez elegida la temperatura.

Los p_i que aparecen en K_p son los valores reales de las presiones de los componentes que intervienen en la reacción en equilibrio. Como $p_i = y_i P = (N_i/N_m)P$, la expresión de K_p puede modificarse y escribirse de la forma

$$K_p = \frac{(N_E)^{\nu_E} (N_F)^{\nu_F}}{(N_A)^{\nu_A} (N_B)^{\nu_B}} \left(\frac{P}{N_m} \right)^{\Delta \nu}$$

donde $\Delta \nu = \nu_E + \nu_F - \nu_A - \nu_B$ y P se mide en atmósferas. Para determinar la composición de equilibrio N_i de una mezcla de gases ideales se utiliza la relación $K_0 = K_p$. La composición de equilibrio depende de (1) la temperatura, (2) la presión cuando $\Delta \nu \neq 0$, (3) la presencia de gases inertes cuando $\Delta \nu \neq 0$, y (4) la composición inicial de los reactantes. Finalmente, cuando se combinan las leyes primera y segunda para una mezcla reactiva, se tiene que

$$\frac{d \ln K_p}{d(1/T)} = \frac{-\Delta \bar{h}_R^0}{R_u}$$

Esta expresión, conocida como *ecuación de la isóbara de Van't Hoff*, relaciona la entalpía de la reacción con la constante de equilibrio. Un resultado importante es que para las reacciones exotérmicas la constante de equilibrio K_0 decrece al aumentar la temperatura. Por tanto, la composición de equilibrio puede variar significativamente con la temperatura.

PROBLEMAS

- 14.1. Una mezcla equimolar de monóxido de carbono y oxígeno se encuentra a 1.000 K y 5,0 bar. Calcúlese el valor del potencial químico del monóxido de carbono, en kJ/kmol, suponiendo comportamiento de gas ideal.
- 14.2. Una mezcla de gases ideales a 2 atm y 800 K contiene los siguientes gases con las fracciones molares que se indican: CO₂, 11,0 por 100; N₂, 79,0 por 100; O₂, 9,0 por 100 y CO, 1,0 por 100. Calcúlese el valor del potencial químico (a) del dióxido de carbono, y (b) del oxígeno, en kJ/kmol.
- 14.3. Una mezcla de gases ideales a 3 bar y 500 K contiene hidrógeno y oxígeno en relación 2:1 en moles. Calcúlese el valor del potencial químico del hidrógeno, en kJ/kmol.
- 14.4. Los productos de un proceso de combustión contienen los siguientes gases con las siguientes fracciones molares: CO₂, 8,5 por 100; O₂, 6,7 por 100; H₂O, 9,6 por 100; N₂, 75,2 por 100. Para un estado de 1,5 bar y 700 K, determínese el potencial químico de (a) el agua, y (b) el nitrógeno de la mezcla, en kJ/kmol.
- 14.5. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$ a (a) 298 K, y (b) 2.000 K.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en kJ/kmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en kilojulios.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.

- 14.6. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ a (a) 298 K, y (b) 2.000 K.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en kJ/kmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en kilojulios.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.
- 14.7. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{O}_2 \rightarrow 2\text{O}$ a (a) 298 K, y (b) 2.500 K.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en kJ/kmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en kilojulios.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.
- 14.8. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$ a (a) 298 K, y (b) 1.200 K.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en kJ/kmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en kilojulios.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.
- 14.9. Un mol de O₂ y un mol de argón, como gas inerte, se calientan hasta una temperatura desconocida a la presión de 1 atm. El O₂ se disocia según la reacción $\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$ y la mezcla resultante en equilibrio consta de 0,92 moles de O₂, 0,16 moles de O y 1 mol de argón. Utilizando la Tabla A.24, calcúlese la temperatura, en kelvin.
- 14.101. Una mezcla equimolar de monóxido de carbono y oxígeno se encuentra a 1.000 °R y 5,0 atm. Calcúlese el valor del potencial químico de (a) el monóxido de carbono, y (b) el oxígeno en Btu/lbmol, suponiendo comportamiento de gas ideal.
- 14.111. Una mezcla de gases ideales a 2 atm y 880 °R contiene los siguientes gases en las fracciones molares indicadas: CO₂, 12,0 por 100; N₂, 78,0 por 100; O₂, 9,0 por 100 y CO, 1,0 por 100. Calcúlese el valor del potencial químico de (a) el dióxido de carbono, y (b) el monóxido de carbono, en Btu/lbmol.
- 14.121. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{H}_2\text{O}$ a (a) 537 °R, y (b) 3.060 °R.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en Btu/lbmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en Btu.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.
- 14.131. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ a (a) 537 °R, y (b) 3.780 °R.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en Btu/lbmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en Btu.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.
- 14.141. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$ a (a) 537 °R, y (b) 1.800 °R.
 - (1) Calcúlese el valor de \bar{g}^0 de cada gas de la reacción, en Btu/lbmol.
 - (2) Evalúese ΔG_T^0 para la reacción estequiométrica, en Btu.
 - (3) Tomando como base el apartado 2 y la Ecuación [14.23], calcúlese $\log_{10} K_0$. Compárese este resultado con el valor de la Tabla A.24.

- 14.15. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{CO}_2 + \text{H}_2$. Unos ensayos realizados a 2 atm indican que la composición de equilibrio es 0,501 mol de CO_2 , 0,499 mol de CO , 1,499 mol de H_2O y 0,501 mol de H_2 . Determinése (a) el valor de K_p , y (b) la temperatura de equilibrio de la mezcla, en kelvin, utilizando los datos de la Tabla A.24.
- 14.16. Una mezcla gaseosa a 10 atm consta de 0,1 mol de CO , 0,9 mol de CO_2 , 0,3 mol de O_2 y 3 mol de N_2 . La mezcla se encuentra en equilibrio para la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$. Determinése (a) el valor de K_p , y (b) la temperatura del sistema, en kelvin, utilizando los datos de la Tabla A.24.
- 14.17. Considérese la reacción $\text{O}_2 + \text{N}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO}$. Las medidas de la composición de equilibrio indican la presencia de 0,942 mol de O_2 , 2,942 mol de N_2 y 0,116 mol de NO . Determinése (a) el valor de K_p , y (b) la temperatura de equilibrio de la mezcla, en kelvin, utilizando los datos de la Tabla A.24.
- 14.18. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + 3\text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CH}_4 + \text{H}_2\text{O}$. Inicialmente se llena una vasija de reacción con 2 mol de CO , 5 mol de H_2 y 2 mol de nitrógeno (gas inerte). Para la reacción anterior, los productos en el equilibrio incluyen 0,6 mol de CO a 9 atm y temperatura T . Determinése la constante de equilibrio K_p a la temperatura y presión dadas.

CÁLCULO DE LA COMPOSICIÓN DE EQUILIBRIO

- 14.19. Utilizando los datos de la Tabla A.24, determinése la temperatura, en kelvin, a la que (a) el 10 por 100, y (b) el 7 por 100 de CO_2 se disocia en CO y O_2 a 2 atm.
- 14.20. Un mol de vapor de agua se calienta a 2 bar hasta que (a) el 10 por 100, y (b) el 7 por 100 se disocia en H_2 y O_2 . Utilizando los datos de la Tabla A.24, determinése la temperatura final necesaria en cada caso, en kelvin.
- 14.21. Calcúlese la temperatura, en kelvin, a la que el CO es el (a) 10 por 100, y (b) 7 por 100 de los moles totales en el equilibrio cuando el CO reacciona con la cantidad estequiométrica de O_2 a 2 atm para formar CO_2 .
- 14.22. Calcúlese (a) la temperatura, en kelvin, necesaria para disociar el oxígeno diatómico hasta un estado en el que la especie monoatómica sea el 20 por 100 de los moles totales presentes en el equilibrio a una presión de 0,20 atm. (b) Para la misma cantidad de O en el equilibrio y una presión de 0,40 atm, ¿debería la temperatura ser mayor o menor que en el apartado a? Discútase.
- 14.23. La constante de equilibrio K_0 de la reacción $\text{I}_2 \rightleftharpoons 2\text{I}$ a 1.500 K es 1,22. (a) Si se calienta 1 mol de yodo diatómico hasta 1.500 K a 0,5 atm, determinése el número de moles de I_2 en el equilibrio. (b) Determinése el número de moles de I_2 en el equilibrio a 1.500 K y 0,5 atm si los reactantes iniciales son 1 mol de I_2 y 2 mol de argón (gas inerte). (c) Determinése el número de moles de I_2 en el equilibrio a 1.500 K y 0,3 atm si los reactantes iniciales son 1 mol de I_2 y 2 mol de argón.

- 14.24. La energía de Gibbs estándar para la disociación del flúor diatómico (F_2) en la especie monoatómica a 1.200 K es 12.550 kJ/kmol. (a) Calcúlese el tanto por ciento de disociación del F_2 puro a esta temperatura y (1) 1 atm, y (2) 0,2 atm. (b) Si los reactantes iniciales son 1 mol de F_2 y 2 mol de N_2 (gas inerte) a 1.200 K, determinése los moles de F_2 presentes a (1) 1 atm, y (2) 0,2 atm.
- 14.25. A 300 K la constante de equilibrio de la reacción $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2$ es $K_0 = 0,18$. (a) Determinése la presión del sistema para que el 20 por 100 del N_2O_4 puro inicial se disocie en NO_2 a esa temperatura. (b) Una disminución de la presión a temperatura constante, ¿aumentará o disminuirá la cantidad de NO_2 en el equilibrio? Analícese.
- 14.26. Considérese la reacción $\text{NO} \rightleftharpoons \frac{1}{2}\text{O}_2 + \frac{1}{2}\text{N}_2$ a 2.500 K. (a) Determinése el tanto por ciento de NO puro inicial presente en el equilibrio a 2 atm. (b) Determinése el número de moles de NO presentes a 1 atm si los reactantes iniciales son 2 mol de NO y 1 mol de He (gas inerte). (c) Repítase el apartado b si los reactantes iniciales son 2 mol de NO y 3 mol de O_2 .
- 14.27. Se calienta dióxido de carbono a 1 atm hasta 2.500 K. Para la reacción de disociación $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2$, (a) determinése el número de moles de N_2 que debe añadirse por mol original de CO_2 de modo que la mezcla de equilibrio contenga justo el 75 por 100 del CO_2 inicial. (b) Para la reacción de disociación en general, analícese el efecto del aumento de la presión en la cantidad de CO_2 en el equilibrio.
- 14.28. Una mezcla de CO y H_2O reacciona a 1.000 K según la reacción $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$. Determinése los moles de CO_2 formados por mol inicial de CO si la relación de moles inicial $\text{CO}/\text{H}_2\text{O}$ es (a) 1:1, (b) 1:2, (c) 1:5.
- 14.29. La hidrogenación del iso-octeno (C_8H_{16}) al iso-octano (C_8H_{18}) obedece a la reacción $\text{C}_8\text{H}_{16} + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{C}_8\text{H}_{18}$. A 900 K y 2 atm, en el equilibrio se ha transformado un 45 por 100 para una relación 1:1 de reactantes iniciales. Si la presión se varía a 10 atm manteniendo la temperatura de 900 K y la relación inicial de reactantes $\text{C}_8\text{H}_{16}/\text{H}_2$ es 1:2, calcúlese el tanto por ciento que se transforma hasta el equilibrio suponiendo que los gases son ideales.
- 14.30. Una vasija de reacción contiene inicialmente 3 mol de H_2 y 6 mol de helio, gas no reactivo. Los gases se calientan hasta 3.500 K y 2 atm. Tomando como base la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$, (a) determinése el número de moles de H presentes en el equilibrio. (b) Discútase cualitativamente si se debería elevar o bajar la presión para aumentar la cantidad de H formado a la temperatura dada.
- 14.31. Un mol de agua a 3.000 K se disocia según la reacción $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$. (a) Determinése el tanto por ciento de disociación a esta temperatura y 1 atm de presión. (b) Repítase el cálculo con las mismas temperatura y presión si los reactantes son 1 mol de agua y 1 mol de nitrógeno (gas inerte). (c) Repítase el cálculo para la misma temperatura y los mismos reactantes que en el apartado a, pero con una presión de 0,5 atm.

- 14.32. La constante de equilibrio K_0 de la reacción $\frac{3}{2}\text{H}_2 + \text{N}_2 \rightleftharpoons \text{NH}_3$ es 0,0068 a 450 °C. Determinése la composición de equilibrio a 450 °C si se mezclan 3 mol de H_2 y 1 mol de N_2 a una presión de (a) 20 atm, y (b) 80 atm.
- 14.33. Una mezcla formada por 1 mol de H_2 , 0,6 mol de O_2 y 1 mol de N_2 reacciona a 3.000 K y 0,5 atm. Para la reacción $\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}$, determinése el número de moles de H_2O presentes en el equilibrio.
- 14.34. A 1.000 K el valor de K_0 de la reacción $\text{NO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{NO}_2$ es 0,110.
 (a) Determinése el número de moles de NO presentes a 1.000 K y 1,1 atm si el reactante inicial es 1 mol de NO_2 puro.
 (b) Determinése el número de moles de NO presentes si los reactantes iniciales son 1 mol de NO y 2 mol de NO_2 a 1.000 K y 1,1 atm.
 (c) Rehágase el apartado b si la presión cambia a 3,5 atm.
- 14.35. Se mezcla un mol de CO con un mol de H_2 . Determinése la composición de equilibrio para la reacción $\text{CO}_2 + \text{H}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \text{H}_2\text{O}$ si la temperatura es (a) 1.000 K, y (b) 2.000 K.
- 14.36. Considérese la reacción del *gas de agua* $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$. Determinése los moles de H_2 formados a 1.000 K cuando la mezcla inicial contiene sólo 1 mol de CO y (a) 1 mol de H_2O , (b) 3 mol de H_2O , y (c) 6 mol de H_2O .
- 14.37. Determinése el tanto por ciento de hidrógeno diatómico que se disocia en hidrógeno monoatómico mediante la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$ a 3.500 K y (a) 1 atm, y (b) 3 atm.
- 14.38. En un reactor se produce ácido cianhídrico a 1 atm mediante la reacción en fase gaseosa $\text{N}_2 + \text{C}_2\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{HCN}$. La variación de la función de Gibbs en el estado estándar a 300 °C es 30.050 kJ/kmol de HCN . Determinése los moles de HCN formados por mol de N_2 inicial en las siguientes condiciones.
 (a) Los reactantes iniciales son una mezcla equimolar de N_2 y C_2H_2 .
 (b) Los reactantes iniciales son 1 mol de N_2 y 2 mol de C_2H_2 .
 (c) Los reactantes iniciales son 1 mol de N_2 , 1 mol de C_2H_2 , y 0,040 mol de HCN .
- 14.39. El vapor de sodio se ioniza según la reacción $\text{Na} \rightleftharpoons \text{Na}^+ + \text{e}^-$. A 2.000 K el valor de K_0 es 0,668. Determinése, en atmósferas, la presión necesaria para que se ionice el 75 por 100 del sodio.
- 14.40. La constante de equilibrio para la reacción de ionización del argón $\text{Ar} \rightleftharpoons \text{Ar}^+ + \text{e}^-$ a 10.000 K es 0,00042. Determinése la fracción molar de los átomos de argón ionizado a (a) 0,01 atm, y (b) 0,05 atm.
- 14.41. El vapor de cesio se ioniza según la reacción $\text{Cs} \rightleftharpoons \text{Cs}^+ + \text{e}^-$ a altas temperaturas. Calcúlense los porcentajes de ionización a (a) 1.400 K, (b) 1.800 K, y (c) 2.000 K si los valores correspondientes de $\log_{10} K_0$ son -1,01, 0,609 y 1,19 respectivamente y la presión es 1,5 atm.
- 14.42. Para la reacción de ionización $\text{Na} \rightleftharpoons \text{Na}^+ + \text{e}^-$ el valor de $\log_{10} K_0$ a 1.800 K es -0,913. Determinése el tanto por ciento de ionización a esta temperatura y (a) 5 atm, (b) 1 atm, y (c) 0,5 atm.
- 14.43. La constante de equilibrio de la reacción de ionización $\text{N} \rightleftharpoons \text{N}^+ + \text{e}^-$ es (a) $6,26 \times 10^{-4}$ a 10.000 K, (b) $1,51 \times 10^{-2}$ a 12.000 K, y (c) 0,151 a 14.000 K. Calcúlese, para las tres temperaturas, la presión necesaria para que se ionice el 5 por 100 del N, suponiendo que es la única sustancia presente inicialmente.

ANÁLISIS ENERGÉTICO DE MEZCLAS EN EQUILIBRIO

- 14.44. A una cámara de combustión entran separadamente la misma cantidad de moles de O_2 y H_2 a 1 atm y 298 K. Para la reacción $\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{OH}$, los productos (H_2 , O_2 y OH) salen a 1 atm y 2.000 K. Si la constante de equilibrio es 0,41, determinése (a) los moles de OH y O_2 en el equilibrio por mol inicial de O_2 , (b) el calor transferido, en kJ por kmol de O_2 , y (c) la variación de entropía de la reacción en kJ/K por kmol de oxígeno.
- 14.45. A un reactor entra hidrógeno puro diatómico en régimen estacionario a 298 K y 2 atm. En el reactor se calienta hasta 3.000 K, donde se disocia según la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$. Determinése (a) los moles de H presentes en el equilibrio, por mol inicial de H_2 , y (b) el calor transferido, en kJ/kmol de H_2 .
- 14.46. Una mezcla de 1 kmol de H_2O y 1 kmol de O_2 entra a una cámara de reacción en régimen estacionario a 1,2 atm y 1.000 K. Una mezcla en equilibrio compuesta por O_2 , H_2 y H_2O sale de la cámara a 3.200 K y 1,2 atm. Determinése el calor transferido en kJ/kmol de H_2O que entra en la cámara.
- 14.47. Se calienta oxígeno diatómico a una presión constante de 0,1 atm desde 298 hasta 2.800 K. Determinése el calor transferido a la vasija de reacción en kJ/kmol de O_2 inicial, si se produce la reacción $\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$ en régimen estacionario.
- 14.48. Se calienta hidrógeno diatómico a una presión constante de 0,2 atm desde 298 hasta 2.800 K. Determinése el calor transferido a o desde la vasija de reacción en kJ/kmol de H_2 inicial, si se considera la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$ y la corriente es estacionaria.
- 14.49. Un mol de monóxido de carbono con el 80 por 100 del aire estequiométrico, ambos inicialmente a 25 °C, reaccionan adiabáticamente a 1 atm. Calcúlese la temperatura máxima de combustión, en kelvin, considerando la reacción de disociación $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2$ en corriente estacionaria.
- 14.50. Se tiene monóxido de carbono que reacciona con un 10 por 100 de exceso de aire estequiométrico, estando inicialmente ambos a 500 K.
 (a) Determinése la temperatura de combustión adiabática sin disociación.
 (b) Determinése la temperatura de equilibrio y el tanto por ciento de disociación para las mismas condiciones iniciales si la presión es 2 atm.
- 14.51. Se quema monóxido de carbono a volumen constante utilizando la cantidad estequiométrica de aire para formar CO_2 . La presión y temperatura iniciales de los reactantes son 1 atm y 500 K respectivamente. Determinése la temperatura máxima de combustión, en kelvin, si se considera disociación y el tanto por ciento del CO inicial que queda en el equilibrio.
- 14.52. Se calienta oxígeno diatómico a una presión constante de 0,1 atm desde 537 hasta 5.040 °R. Determinése el calor transferido en Btu/lbmol de O_2 inicial, si se produce la reacción $\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$ en régimen estacionario.

- 14.53I. Se calienta hidrógeno diatómico a una presión constante de 0,2 atm desde 537 hasta 5.040 °R. Determinése el calor transferido a o desde la vasija de reacción en Btu/lbmol de H_2 inicial, si se considera la reacción $H_2 \rightleftharpoons 2H$ y la corriente es estacionaria.
- 14.54I. Un mol de monóxido de carbono con el 80 por 100 del aire estequiométrico, ambos inicialmente a 77 °F, reaccionan adiabáticamente a 1 atm en régimen estacionario.
- Determinése la temperatura adiabática de combustión sin disociación.
 - Determinése la temperatura máxima de combustión, considerando la reacción de disociación $CO_2 \rightleftharpoons CO + \frac{1}{2}O_2$, en grados Rankine.
- 14.55I. Se tiene monóxido de carbono que reacciona en régimen estacionario con un 10 por 100 de exceso de aire estequiométrico, estando inicialmente ambos a 440 °F.
- Determinése la temperatura adiabática de combustión sin disociación.
 - Determinése la temperatura de equilibrio y el porcentaje de disociación para las mismas condiciones iniciales si la presión es 2 atm.
- 14.56I. Se quema monóxido de carbono a volumen constante utilizando la cantidad estequiométrica de aire para formar CO_2 . La presión y temperatura iniciales de los reactantes son 1 atm y 900 °R respectivamente. Determinése la temperatura máxima de combustión, en grados Rankine, si se considera disociación y el tanto por ciento del CO inicial que queda en el equilibrio.
- 14.57. Se quema un mol de monóxido de carbono con un 20 por 100 de exceso de aire a una presión de 0,5 atm. Si la temperatura inicial de los reactantes es 25 °C, determinése, en kelvin, la temperatura de combustión adiabática con disociación para el proceso en régimen estacionario.
- 14.58. Se quema adiabáticamente carbón sólido a 25 °C con la cantidad estequiométrica de aire a 600 K a la presión constante de 1 atm. Determinése el número de moles de CO_2 formados por mol de carbón, suponiendo que en los productos sólo están presentes CO_2 , CO, O_2 y N_2 .
- 14.59. Se quema monóxido de carbono con el 120 por 100 del aire teórico, suministrándose ambos a 25 °C y quemándose a una presión de 0,1 atm. Se desea obtener los productos de la reacción a 2.500 K, suponiendo que entre ellos sólo están presentes CO_2 , CO, O_2 y N_2 .
- Determinése la composición de equilibrio a 2.500 K.
 - Determinése el calor transferido a o desde los gases producto, en kJ/kmol de CO inicial, para alcanzar, en un proceso en régimen estacionario, la temperatura final requerida.
 - Supóngase que el CO está inicialmente a 25 °C y que los productos hallados en el apartado a están de nuevo a 2.500 K y 0,1 atm. ¿A qué temperatura, en kelvin, debe precalentarse el aire antes de reaccionar de modo que la reacción en sí sea adiabática?
- 14.60. A una vasija de reacción que se mantiene a 1 atm entran dióxido de carbono e hidrógeno en relación molar 1:2 y a 400 K. La mezcla se calienta hasta 1.000 K. Para la reacción $CO_2 + H_2 \rightleftharpoons CO + H_2O$, determinése la magnitud y el sentido del calor transferido, en kJ/kmol de CO_2 inicial.

- 14.61. Una mezcla formada por 1 mol de H_2 , 0,7 mol de O_2 y 1 mol de N_2 inicialmente a 25 °C reacciona a 0,5 atm para formar productos a 3.000 K. Para la reacción $H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightleftharpoons H_2O$, determinése la magnitud y el sentido del calor transferido, en kJ/kmol de H_2 inicial en régimen estacionario.
- 14.62I. Se quema adiabáticamente carbón sólido a 77 °F con la cantidad estequiométrica de aire a 620 °R, a la presión constante de 1 atm. Determinése el número de moles de CO_2 formados por mol de carbón, suponiendo que en los productos sólo están presentes CO_2 , CO, O_2 y N_2 .
- 14.63I. Se quema monóxido de carbono con el 120 por 100 del aire teórico, suministrándose ambos a 77 °F. La combustión se produce a una presión de 0,1 atm. Se desea obtener los productos de la reacción a 4.500 °R, suponiendo que entre ellos, en régimen estacionario, sólo están presentes CO_2 , CO, O_2 y N_2 .
- Determinése la composición de equilibrio a 4.500 °R.
 - Determinése el calor transferido a o desde los gases producto, en Btu/lbmol de CO inicial, para alcanzar la temperatura final requerida.
 - Supóngase que el CO está inicialmente a 77 °F y que los productos hallados en el apartado a están de nuevo a 4.500 °R y 0,1 atm. ¿A qué temperatura, en grados Rankine, debe precalentarse el aire antes de reaccionar de modo que la reacción en sí sea adiabática?
- 14.64I. A una vasija de reacción que se mantiene a 1 atm entran dióxido de carbono e hidrógeno en relación molar 1:2 y a 700 °R. La reacción $CO_2 + H_2 \rightleftharpoons CO + H_2O$ se produce cuando la mezcla se calienta hasta 1.800 °R. Determinése la magnitud y el sentido del calor transferido, en Btu/lbmol de CO_2 inicial.
- 14.65I. Una mezcla formada por 1 mol de H_2 , 0,7 mol de O_2 y 1 mol de N_2 inicialmente a 77 °F reacciona a 0,5 atm para formar productos a 5.400 °R. Para la reacción $H_2 + \frac{1}{2}O_2 \rightleftharpoons H_2O$, determinése la magnitud y el sentido del calor transferido, en Btu/lbmol de H_2 inicial en régimen estacionario.

REACCIONES SIMULTÁNEAS

- 14.66. Una mezcla formada por 1 mol de CO_2 , 1 mol de H_2 y 0,5 moles de O_2 se calienta hasta 3.000 K y 1 atm. Supóngase que la mezcla de equilibrio consta de CO_2 , H_2 , O_2 , CO y H_2O . Determinése la composición de equilibrio suponiendo que no hay ni H, ni O ni OH.
- 14.67. La reacción de 1 mol de CO_2 , 1 mol de H_2 y 0,5 mol de O_2 produce una mezcla de equilibrio formada por 0,5 mol de CO_2 , 0,11 mol de H_2 , 0,305 mol de O_2 , 0,5 mol de CO y 0,89 mol de H_2O . Determinése la temperatura, en kelvin, a la que se tienen estas condiciones si la presión es 30,3 atm.
- 14.68. Se calienta un mol de vapor de H_2O hasta 2.800 K y 1 atm. Determinése la composición de equilibrio suponiendo que están presentes las especies H_2O , H_2 , O_2 y OH.
- 14.69. Una mezcla formada por 1 mol de H_2O y 2 mol de O_2 se calienta hasta 4.000 K a 1 atm. La constante de equilibrio para la reacción $H_2O \rightleftharpoons H_2 + \frac{1}{2}O_2$ es 0,582 y para la reacción $H_2O \rightleftharpoons \frac{1}{2}H_2 + OH$ el valor de K_0 es 0,957. A partir de estas dos reacciones, determinése el número de moles de H_2O , H_2 , O_2 y OH en el equilibrio.

- 14.70. Un sistema contiene inicialmente 1 mol de CO_2 , 0,5 mol de O_2 y 0,5 mol de N_2 . Después de calentar hasta 3.000 K y 1 atm, la mezcla contiene sólo CO_2 , CO , O_2 y NO . Determinése el número de moles de cada sustancia en el equilibrio.

RELACIONES ENTRE K_0 Y $\Delta \bar{h}_R^0$

- 14.71. Considérese la formación del O_2 a partir del oxígeno monoatómico (O) mediante la reacción $2\text{O} \rightleftharpoons \text{O}_2$.
- Partiendo de los datos de K_0 y de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff, estímesese la entalpía de formación del O_2 , en kJ/kmol de O_2 , a (1) 2.000 K, y (2) 3.000 K.
 - Con el fin de comparar, calcúlese para las dos mismas temperaturas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de la entalpía sensible.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de O_2 formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.72. Considérese la disociación del hidrógeno diatómico en hidrógeno monoatómico según la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$.
- Partiendo de los datos de K_0 y de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff, estímesese, en kJ/kmol de H_2 , la energía necesaria para disociar el H_2 en H, a (1) 2.000 K, y (2) 2.500 K y 1 atm.
 - Con el fin de comparar, calcúlese, a las temperaturas dadas, el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando $\Delta \bar{h}_f^0$ y teniendo en cuenta que las variaciones de la entalpía sensible del hidrógeno monoatómico en los casos 1 y 2 son 35.375 y 45.770 kJ/kmol respectivamente.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de H formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.73. Considérese la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$.
- Estímesese, en kJ/kmol de CO , el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ de esta reacción a (1) 2.200 K, y (2) 2.500 K mediante los datos de K_0 y la ecuación de la isóbara de Van't Hoff.
 - Con el fin de comparar, calcúlese para las dos mismas temperaturas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de la entalpía sensible.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de CO_2 formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.74. Considérese la reacción $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$.
- Estímesese, en kJ/kmol de H_2O , el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ de esta reacción a (1) 1.800 K, y (2) 2.600 K mediante los datos de K_0 y la ecuación de la isóbara de Van't Hoff.
 - Con el fin de comparar, calcúlese para las dos mismas temperaturas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ basado en los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de la entalpía sensible.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de H_2O que se disocia al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.75. Considérese la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$. A partir de $\Delta \bar{h}_R^0$ y de los datos de la constante de equilibrio a 2.000 K y suponiendo que la entalpía de la reacción permanece constante, (a) estímesese a partir de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff el valor de $\log_{10} K_0$ a 2.500 K. (b) Compárese el valor calculado de $\log_{10} K_0$ con el que aparece en la Tabla A.24 a 2.500 K.
- 14.76. A partir de los datos del Problema 14.43, estímesese la entalpía de ionización de la reacción $\text{N} \rightleftharpoons \text{N}^+ + \text{e}^-$ a 12.000 K, en kJ/kmol y eV/molécula de N.

- 14.77. La entalpía de reacción a 300 K de la reacción $\text{N}_2\text{O}_4 \rightleftharpoons 2\text{NO}_2$ es 57.930 kJ/kmol. Analícese si la cantidad de N_2O_4 en la mezcla de equilibrio aumentará o disminuirá al (a) aumentar la temperatura a presión constante, y (b) aumentar la presión a temperatura constante.
- 14.78. Para la disociación del SO_3 según la reacción $\text{SO}_3 \rightleftharpoons \text{SO}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$, la constante de equilibrio viene dada por la relación $\ln K_0 = -11.400/T + 10,75$, donde T está en kelvin.
- Estímesese la entalpía de reacción, en kJ/kmol de SO_3 .
 - Si se introducen 0,01 mol de SO_3 en un recipiente cerrado, rígido pero diatérmico, inicialmente a 1 atm y 300 K, determínese la temperatura a la que debe calentarse el sistema para que se disocie el 5 por 100 del SO_3 .
 - Para las condiciones finales del apartado b, determínese la presión final en el recipiente, en atmósferas.
- 14.79. En el Problema 14.41 se dan los valores de la constante de equilibrio de la reacción $\text{Cs} \rightleftharpoons \text{Cs}^+ + \text{e}^-$. Además, a 1.600 K el valor de $\log_{10} K_0$ es -0,108. Estímesese la entalpía de ionización de la reacción anterior a 1.800 K, en kJ/kmol y eV/molécula.
- 14.80. Los valores de la constante de equilibrio de la reacción $\text{Na} \rightleftharpoons \text{Na}^+ + \text{e}^-$ son

T, K	1.600	1.800	2.000	2.200
$\log_{10} K_0$	-1,819	-0,913	-0,175	0,438

Estímesese la entalpía de ionización de la reacción anterior a (a) 1.800 K, y (b) 2.000 K, en kJ/kmol y eV/molécula.

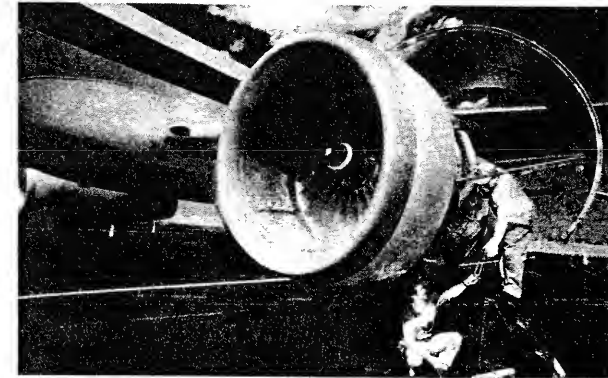
- 14.81I. Considérese la formación del O_2 a partir del oxígeno monoatómico (O) mediante la reacción $2\text{O} \rightleftharpoons \text{O}_2$.
- Partiendo de los datos de K_0 y de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff, estímesese la entalpía de formación del O_2 , en Btu/lbmol de O_2 , a (1) 2.700 °R, y (2) 4.500 °R.
 - Con el fin de comparar, calcúlese para las dos mismas temperaturas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de la entalpía sensible.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de O_2 formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.82I. Considérese la disociación del hidrógeno diatómico en hidrógeno monoatómico según la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$.
- Partiendo de los datos de K_0 y de la ecuación de la isóbara de Van't Hoff, estímesese, en Btu/lbmol de H_2 , la energía necesaria para disociar el H_2 en H, a (1) 2.700 °R, y (2) 4.500 °R y 1 atm.
 - Con el fin de comparar, calcúlese a las temperaturas dadas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando $\Delta \bar{h}_f^0$ y teniendo en cuenta que la variación de la entalpía sensible del hidrógeno monoatómico en los casos 1 y 2 es 10.740 y 19.670 Btu/lbmol respectivamente.
 - ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de H formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.83I. Considérese la reacción $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$.
- Estímesese, en Btu/lbmol de CO , el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ de esta reacción a (1) 2.700 °R, y (2) 4.500 °R mediante los datos de K_0 y la ecuación de la isóbara de Van't Hoff.

- (b) Con el fin de comparar, calcúlese para las dos mismas temperaturas el valor de $\Delta \bar{h}_R^0$ utilizando los datos de $\Delta \bar{h}_f^0$ y de la entalpía sensible.
- (c) ¿Aumentará o disminuirá la cantidad de CO_2 formado al aumentar la temperatura a presión constante? Analícese.
- 14.84I. Los valores de la constante de equilibrio de la reacción $\text{Cs} \rightleftharpoons \text{Cs}^+ + \text{e}^-$ en forma de $\log_{10} K_0$ son -1.01 a 2.520°R y -0.108 a 2.880°R . Estímese la entalpía de ionización de la reacción anterior a 2.700°R , en Btu/lbmol y eV/molécula.
- 14.85I. Los valores de $\log_{10} K_0$ de la reacción $\text{Na} \rightleftharpoons \text{Na}^+ + \text{e}^-$ son -1.819 a 2.880°R y -0.175 a 3.600°R . Estímese la entalpía de ionización de la reacción anterior a 3.240°R , en Btu/lbmol y eV/molécula.

ESTUDIOS PARAMÉTRICOS Y DISEÑO

- 14.86. Según la reacción $\text{N}_2 + \text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{NO}$, se forma óxido nítrico (NO) a partir del oxígeno y del nitrógeno del aire ambiente. Mediante un análisis realizado por ordenador se determina a intervalos de 200 grados desde 2.000 hasta 3.400 K los moles de NO formados por mol inicial de O_2 si los reactantes iniciales son (a) 1 mol de N_2 y 1 mol de O_2 , y (b) 5 mol de N_2 y 1 mol de O_2 . Representéense gráficamente los resultados.
- 14.87. Considérese la reacción de disociación $\text{CO}_2 \rightleftharpoons \text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2$ a 3.000 K . Mediante un estudio con ordenador, determínese la influencia de la presión en la cantidad de CO_2 presente en el equilibrio. Determínese y represéntese el tanto por ciento de disociación de CO_2 en el equilibrio cuanto la presión varía de $0,5$ a 10 atm .
- 14.88. Considérese la reacción de disociación $\text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2$. Mediante un estudio con ordenador, determínese el tanto por ciento de disociación del H_2O en el equilibrio a 3.000 K cuando la presión varía de $0,5$ a 10 atm . Representéense los resultados.
- 14.89. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{CO} + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{CO}_2$. Mediante un estudio con ordenador (a) calcúlese $\log_{10} K_0$ en función de la temperatura desde 1.200 hasta 3.200 K a intervalos de 400 K . Además, (b) determínese el tanto por ciento de disociación del CO_2 inicialmente puro en función de las mismas temperaturas.
- 14.90. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{O}_2 \rightleftharpoons 2\text{O}$. Mediante un estudio con ordenador (a) calcúlese $\log_{10} K_0$ en función de la temperatura desde 2.400 hasta 3.400 K a intervalos de 200 K . Además, (b) determínese el tanto por ciento de disociación del O_2 inicialmente puro en función de las mismas temperaturas.
- 14.91. Considérese la reacción en fase gaseosa $\text{H}_2 + \frac{1}{2}\text{O}_2 \rightleftharpoons \text{H}_2\text{O}$. Mediante un estudio con ordenador (a) calcúlese $\log_{10} K_0$ en función de la temperatura desde 2.200 hasta 3.400 K a intervalos de 200 K . Además, (b) determínese el tanto por ciento de disociación del H_2O inicialmente puro en función de las mismas temperaturas.
- 14.92. Considérese la reacción $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$ a 1.000 K . Mediante un estudio con ordenador, determínense los moles de CO_2 formado por mol inicial de CO para distintas cantidades iniciales de H_2O presentes con el CO. La proporción de moles de H_2O por mol de CO varía de 1 a 10 .
- 14.93. Una vasija de reacción contiene inicialmente 3 mol de H_2 y 6 mol de helio. Se calientan los gases hasta 3.500 K . Tomando como base la reacción $\text{H}_2 \rightleftharpoons 2\text{H}$, mediante una análisis con ordenador determínese el efecto de la presión en el número de moles de H presentes en el equilibrio. La presión varía de $0,5$ a 10 atm .
- 14.94. El valor de la energía de las corrientes de gas que contienen una parte significativa de monóxido de carbono puede aumentarse añadiendo vapor a la mezcla para producir hidrógeno en la mezcla gaseosa mediante la reacción $\text{CO} + \text{H}_2\text{O} \rightleftharpoons \text{CO}_2 + \text{H}_2$. La cantidad de hidrógeno formado puede aumentarse incrementando la relación $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}$ en la mezcla inicial. Sin embargo, aunque la cantidad de hidrógeno aumente, finalmente su fracción molar disminuirá al aumentar la relación anterior. Como estimación inicial de esta tendencia, considérese una mezcla inicial formada sólo por CO y H_2O . A 1 atm y 1.600 K , determínese la relación inicial de $\text{H}_2\text{O}/\text{CO}$ que maximiza la fracción molar de hidrógeno en la mezcla de equilibrio.
- 14.95. Un tratamiento térmico determinado precisa temperaturas que varíen desde 1.300 hasta 2.100 K . La recuperación es un método común para reducir los costes de combustible. En este caso la recuperación consiste en un cambiador de calor que recupera energía de los gases de escape y la utiliza para precalentar el aire de combustión. Habitualmente, la temperatura de precalentamiento está limitada a 800 K , pero la nueva tecnología de los materiales cerámicos permite incrementar las temperaturas de precalentamiento hasta 1.600 K . El diseñador proporciona una evaluación de si es posible ahorrar una energía adicional utilizando la nueva tecnología de recuperadores.
- Se necesita una estimación de la cantidad de combustible que se ahorra con temperaturas de precalentamiento de 1.200 y 1.600 K comparada con temperatura de precalentamiento de 800 K . Los combustibles que interesan son metano y propano gaseosos y octano líquido. Los valores de exceso de aire necesario varían entre el 5 por 100 y el 50 por 100 . Para estimar el combustible ahorrado, se calcula en primer lugar la temperatura adiabática de combustión en las condiciones de referencia elegidas. La reducción de combustible utilizado con temperaturas de precalentamiento del aire más altas se determina después manteniendo la misma temperatura de combustión adiabática que en la combustión de referencia.
1. En primer lugar, determínense las temperaturas de combustión adiabáticas sin precalentamiento y con un precalentamiento de 800 K , con unos valores de exceso de aire del 5 , 25 y 50 por 100 , suponiendo que el combustible y el oxidante entran a 298 K .
 2. Después, determínese el tanto por ciento de combustible ahorrado con respecto al precalentamiento de 800 K , a temperaturas de precalentamiento de 1.200 y 1.600 K con unos valores de exceso de aire del 5 , 25 y 50 por 100 . Analícense los valores y consecuencias de los resultados.
 3. Un análisis energético queda incompleto sin un análisis de contaminantes. El índice de emisión se define como la masa de contaminante emitida por masa de combustible quemado en la cámara de combustión, en g/kg. Determínense los índices de emisión de monóxido de carbono (COEI) y óxido nítrico (NOEI) en las mismas condiciones en las que se ha evaluado el combustible que se ahorra con la recuperación.

CICLOS DE POTENCIA DE GAS



Mecánicos trabajando en un turborreactor de doble flujo de alta derivación.

Un uso importante de la Termodinámica consiste en estudiar los dispositivos cíclicos de producción de potencia. En este capítulo el estudio se va a restringir a dispositivos que utilizan un gas como fluido de trabajo. Los modernos motores de automóviles, camiones y turbinas de gas son ejemplos de la aplicación altamente provechosa del análisis termodinámico. En los dos próximos capítulos el estudio se dirigirá hacia los procesos de potencia y refrigeración en los que intervienen dos fases a lo largo del ciclo.

15.1. CICLO DE AIRE ESTÁNDAR

Dada la complejidad de los procesos reales es preferible, en un estudio inicial de los ciclos de potencia y de refrigeración de gas, examinar las características generales de cada ciclo sin entrar en un análisis detallado. La ventaja de un modelo simple es que los principales parámetros que gobiernan el ciclo se hacen más visibles. Al no considerar todas las complicaciones del proceso real y retener sólo los detalles más básicos, se puede analizar la influencia de las variables más importantes de funcionamiento sobre el comportamiento del dispositivo. Sin embargo, los valores numéricos calculados a partir de este modelo pueden no ser exactamente representativos del proceso real. Esta forma de modelar constituye una herramienta importante en el análisis de ingeniería, pero a veces es sólo estrictamente cualitativa.

Los ciclos de gas son aquellos en los que el fluido de trabajo permanece en estado gaseoso durante todo el ciclo. En los ciclos reales de potencia de gas el fluido es esencialmente aire más los productos de la combustión tales como el dióxido de carbono y el vapor de agua. Dado que el gas es fundamentalmente aire, especialmente en los ciclos de turbina de gas es conveniente analizar los ciclos de potencia de gas en función del ciclo de aire estándar. Un *ciclo de aire estándar* es un ciclo idealizado basado en las siguientes aproximaciones:

1. El fluido de trabajo en todo el ciclo es aire, que se modela como gas ideal.
2. El proceso de combustión se sustituye por la transferencia de calor desde una fuente externa.
3. El proceso de transferencia de calor hacia el entorno se utiliza para llevar al fluido a su estado inicial.

Al aplicar las restricciones del ciclo de aire estándar a los diversos procesos es corriente imponer limitaciones adicionales a los valores de las propiedades del aire. En el *ciclo de aire estándar frío* las capacidades térmicas c_v y c_p y el cociente entre ellas γ se suponen que tienen valores constantes, y que éstos se han medido a temperatura ambiente. Esta aproximación conduce a relaciones simples de parámetros tales como el rendimiento térmico. Estas relaciones del ciclo de aire estándar, aunque en parte son sólo semicuantitativas, muestran las variables de funcionamiento de mayor relieve en un ciclo concreto. Sin embargo, los resultados numéricos obtenidos a partir del estudio del ciclo de aire estándar frío pueden resultar considerablemente diferentes de los obtenidos con las capacidades térmicas variables. Esto se debe al amplio intervalo de variación de la temperatura en la mayoría de los ciclos de potencia de gas, que altera en gran medida los valores de c_v y c_p a lo largo del ciclo. Debido a la precisión de los resultados cuantitativos que se obtienen fácilmente utilizando las tablas del aire del Apéndice, la aproximación del ciclo de aire estándar frío se utiliza en este capítulo fundamentalmente para indicar las tendencias. En la práctica, por supuesto, es deseable utilizar la información sobre los gases reales que resultan de la combustión de los hidrocarburos mezclados con aire.

15.2. CICLO DE CARNOT CON AIRE ESTÁNDAR

En el Capítulo 6 ya se destacó que el rendimiento térmico máximo de un motor térmico que funcione entre dos niveles de temperatura fijos es el rendimiento de Carnot, que viene dado por la relación:

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} \quad [6.58]$$

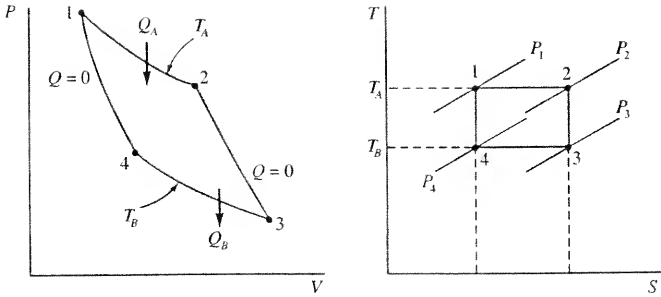


Figura 15.1. Diagramas PV y Ts del ciclo de un motor térmico de Carnot.

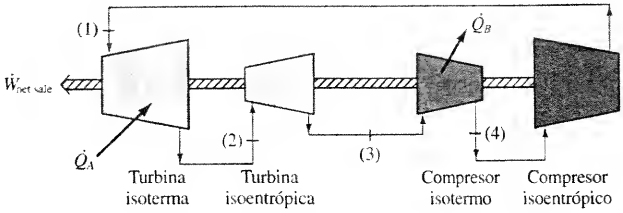


Figura 15.2. Motor térmico de Carnot en régimen estacionario.

donde T_B y T_A representan las temperaturas del sumidero y de la fuente, respectivamente. Un motor térmico de Carnot, como se describió en el Apartado 8.3, realiza un ciclo compuesto por dos procesos isotermos reversibles y dos adiabáticos reversibles. En la Figura 15.1 se muestra el ciclo de Carnot del aire en los diagramas PV y TS. Este ciclo puede tener lugar en un sistema cerrado, como es un dispositivo alternativo de cilindro-émbolo, o en un dispositivo en régimen estacionario. En la Figura 15.2 se muestra el equipo necesario para un ciclo de Carnot en régimen estacionario que utilice aire como fluido de trabajo. Para los procesos reversibles de expansión isoterma y expansión adiabática reversible (pasos 1-2 y 2-3) se precisan turbinas en régimen estacionario. Análogamente, se necesitan compresores en régimen estacionario para los procesos de compresión reversible isoterma y de compresión adiabática reversible (pasos 3-4 y 4-5). El suministro de calor \dot{Q}_A hacia el fluido tiene lugar en la turbina isoterma, mientras que la cesión de calor del aire \dot{Q}_B tiene lugar en el compresor isoterma.

Para aproximarse a la eficiencia de Carnot dada en la Ecuación [6.58], un motor real debe estar libre de efectos disipativos, tales como la fricción. Además, la temperatura del fluido debe permanecer constante durante los procesos de suministro y cesión de calor. En la práctica, estas restricciones (entre otras) son imposibles de cumplir. La construcción de un motor térmico que se aproxime al de Carnot no es viable. Por esto, el rendimiento de un motor real es siempre considerablemente menor que uno de Carnot funcionando entre las mismas temperaturas máxima y mínima. No obstante, el comportamiento de un motor de Carnot que funcione con un ciclo de aire estándar es un modelo importante con el que comparar los motores reales.

La presión, el volumen y la temperatura al comienzo de la expansión isoterma, en un motor de Carnot que utiliza aire como fluido de trabajo son 5 bar, 550 cm³ y 260 °C, respectivamente. Durante la expansión isoterma se le suministran 0,30 kJ de calor, y el volumen máximo del ciclo es de 5.300 cm³. Determínese (a) el volumen, en cm³, al finali-

EJEMPLO 15.1

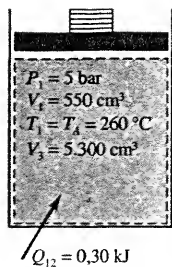


Figura 15.3. Esquema y datos del Ejemplo 15.1.

zar la expansión isoterma, (b) la temperatura, en Celsius, del sumidero de calor, (c) el volumen, en cm^3 , al finalizar la compresión isoterma, (d) el calor cedido al exterior por cada ciclo, y (e) el rendimiento térmico del ciclo cerrado.

Solución

Datos. Motor térmico de Carnot que utiliza aire en las condiciones que se muestran en la Figura 15.3.

Incógnitas. (a) Volumen, en cm^3 , después de la expansión isoterma, (b) T_B , °C, (c) volumen, en cm^3 , después de la compresión isoterma, (d) Q_B por ciclo, y (e) η .

Modelo. Ciclo reversible, sistema cerrado, gas ideal.

Análisis. (a) El volumen al final de la expansión isoterma, proceso 1-2, está determinado por el calor transferido durante el proceso. El calor transferido puede relacionarse con las variaciones en las propiedades del sistema, bien por medio de la ecuación de la energía, bien por el balance de entropía. Al escribir el balance de entropía para un sistema cerrado se tiene $\Delta S = \int_1^2 (\delta Q/T) + \sigma$. Sin embargo, el proceso es isoterma ($T = T_A$) y como el ciclo de Carnot es internamente reversible, se tendrá que $\sigma = 0$. Así, el balance de entropía para el proceso 1-2 se reduce a:

$$Q_{12} = T_A \Delta S$$

Recuérdese que la variación de entropía de un gas ideal puede calcularse como $\Delta S = m \Delta s = m[c_v \ln(T_2/T_1) + R \ln(V_2/V_1)]$. Para un proceso isoterma, $T_2 = T_1$, y $\Delta S = m R \ln(V_2/V_1)$. Así para el proceso 1-2:

$$Q_{12} = T_A \left(m R \ln \frac{V_2}{V_1} \right) = m R T_A \ln \frac{V_2}{V_1} = P_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1}$$

donde se ha tenido en cuenta que $T_A = T_1$ y que $PV = mRT$ para un gas ideal. Resolviendo en V_2 y sustituyendo los datos:

$$V_2 = V_1 \exp \left(\frac{Q_{12}}{P_1 V_1} \right) = (550 \text{ cm}^3) \exp \left[\frac{0,30 \text{ kJ}}{(5 \text{ bar})(550 \text{ cm}^3)} \left(\frac{10^4 \text{ bar} \cdot \text{cm}^3}{\text{kJ}} \right) \right] = (550 \text{ cm}^3)(2,977) = 1.637 \text{ cm}^3$$

Este resultado podría haberse obtenido aplicando la ecuación de la energía a un sistema cerrado con una expansión isoterma reversible. Para una expansión isoterma de un gas ideal, $\Delta U = 0$, y la ecuación de la energía resulta $Q_{12} = -W_{12} = \int P dV$.

(b) La temperatura del sumidero de calor T_B ($= T_3$) se obtiene analizando el proceso 2-3 de expansión isentrópica. En este proceso se conocen T_2 ($= T_1 = T_A$), V_2 y V_3 ($= V_{\text{máx}}$). Además, como es isentrópico $\Delta S = 0$, y la ecuación de ΔS del apartado a puede escribirse como $0 = c_v \ln(T_3/T_2) + R \ln(V_3/V_2)$. Como se mostró en el Apartado 8.1, esta ecuación puede reescribirse como $V_3/V_2 = (T_2/T_3)^{1/(\gamma-1)}$ donde $\gamma = c_p/c_v$ y se evalúa a una temperatura media apropiada. Suponiendo el modelo de aire estándar frío, $\gamma = 1,4$. Resolviendo ahora en T_3 y sustituyendo los datos se obtiene que:

$$T_3 = T_2 \left(\frac{V_2}{V_3} \right)^{(\gamma-1)} = (533 \text{ K}) \left(\frac{1.637 \text{ cm}^3}{5.300 \text{ cm}^3} \right)^{1,4-1} = (533 \text{ K})(0,625) = 333 \text{ K} \text{ o } 60 \text{ °C}$$

(c) El volumen al final de la compresión isoterma, proceso 3-4, podría obtenerse de manera análoga a como se hizo en el apartado a si se conociera el calor transferido. Sin embargo, como Q_{34} es desconocido, una alternativa es analizar el proceso 4-1 de compresión isentrópica. Utilizando la aproximación del apartado b, se observa que $V_4/V_1 = (T_1/T_4)^{1/(\gamma-1)}$. Para un ciclo de Carnot, se sabe que $T_A = T_1 = T_2$ y que $T_B = T_3 = T_4$. Por consiguiente, $T_4/T_1 = T_3/T_2$ y también $V_4/V_1 = V_3/V_2$. Resolviendo en V_4 se tiene:

$$V_4 = V_1 \frac{V_3}{V_2} = (550 \text{ cm}^3) \left(\frac{5.300 \text{ cm}^3}{1.637 \text{ cm}^3} \right) = 1.780 \text{ cm}^3$$

(d) El calor transferido en el proceso de compresión isoterma, proceso 3-4, puede obtenerse aplicando la ecuación de la energía al proceso. También puede obtenerse aplicando el balance de entropía al ciclo completo. Recordando que en un ciclo la variación de cualquier propiedad es cero y que para un ciclo internamente reversible (de Carnot) $\sigma = 0$, el balance de entropía puede escribirse como:

$$0 = \frac{Q_{12}}{T_A} + \frac{Q_{34}}{T_B}$$

Resolviendo en Q_{34} se tiene:

$$Q_{34} = -Q_{12} \frac{T_B}{T_A} = -(0,30 \text{ kJ}) \left(\frac{333 \text{ K}}{533 \text{ K}} \right) = -0,187 \text{ kJ}$$

Así pues, el calor *cedido* por el sistema durante el proceso 3-4 es de 0,187 kJ.

(e) El rendimiento térmico de este ciclo puede calcularse a partir de la relación:

$$\eta_{\text{Carnot}} = 1 - \frac{T_B}{T_A} = 1 - \frac{333 \text{ K}}{533 \text{ K}} = 0,375 \text{ (37,5 por 100)}$$

Se habría obtenido un resultado semejante utilizando la definición de rendimiento térmico, $\eta = W_{\text{neto, sal}}/Q_{\text{sum}}$.

Comentario. El rendimiento térmico es relativamente bajo debido a la baja temperatura a la que se suministra el calor.

15.3. NOMENCLATURA BÁSICA DE LOS DISPOSITIVOS ALTERNATIVOS

En numerosas aplicaciones se utiliza un dispositivo cilindro-émbolo en las que el émbolo completa ciclos, o vueltas. El *calibre* del émbolo es su diámetro, y la distancia que el émbolo recorre en una dirección se conoce como *carrera*. Cuando el émbolo se ha desplazado a una posición tal que en el cilindro queda un volumen mínimo de fluido, se dice que el émbolo está en su punto muerto superior (PMS) (véase Fig. 15.4a). Este volumen mínimo se llama *volumen muerto*, volumen de la cámara de combustión o *volumen final de la carrera de compresión*. Cuando el émbolo ha recorrido una carrera de modo que ahora el fluido ocupa el volumen máximo, el émbolo se encuentra en el punto muerto inferior (PMI). El volumen desplazado por el émbolo cuando recorre una carrera entre el PMS y el PMI se llama *cilindrada*. El volumen muerto se cita frecuentemente en función del *porcentaje de volumen muerto*, que es el porcentaje del desplazamiento del émbolo que iguala al volumen muerto. La *relación de compresión r* de un dispositivo alternativo se define como el volumen ocupado por el fluido en el PMI dividido entre el volumen que ocupa el fluido en el PMS:

$$r = \frac{V_{\text{PMI}}}{V_{\text{PMS}}} = \frac{\text{volumen muerto} + \text{cilindrada}}{\text{volumen muerto}} \quad [15.1]$$

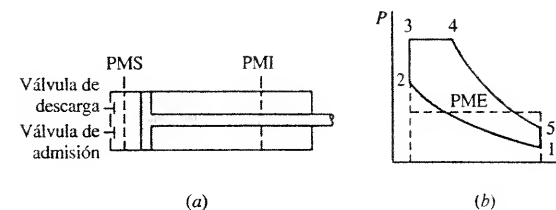


Figura 15.4. Interpretación de la presión media efectiva en un diagrama PV.

La relación de compresión se expresa siempre en función de la relación de volúmenes.

La **presión media efectiva (PME)** es un parámetro útil en el estudio de los dispositivos alternativos utilizados en la producción de potencia. Se define como la presión media que actuaría sobre el émbolo durante la carrera de potencia o hacia el exterior produciendo el mismo trabajo de salida que el trabajo neto de salida del proceso cíclico real. El trabajo neto obtenido por ciclo viene dado por:

$$W_{\text{ciclo, sal}} = (\text{PME}) (\text{área del émbolo}) (\text{carrera}) = (\text{PME}) (\text{cilindrada}) \quad [15.2]$$

En motores alternativos de tamaños comparables, una presión media efectiva mayor es un indicador de un mejor funcionamiento desde el punto de vista de la potencia producida a la misma velocidad. A modo de ejemplo, considérese el ciclo hipotético en el sentido de las agujas del reloj 1-2-3-4-5-1 del diagrama PV de la Figura 15.4b. El trabajo neto producido viene representado por el área encerrada en el diagrama. La presión media efectiva del ciclo se señala mediante la línea horizontal, y el área por debajo de esa línea iguala al área encerrada por el ciclo real.

15.4. EL CICLO OTTO CON AIRE ESTÁNDAR

El motor de cuatro tiempos de ignición forzada (IF), o de encendido provocado (EP), es un componente tecnológico importante para hacer frente a las nuevas demandas de la sociedad. Aunque ha experimentado modificaciones para cumplir la normativa sobre contaminación de vehículos, este motor indudablemente continuará jugando un papel significativo como dispositivo para producir potencias relativamente pequeñas. En la Figura 15.5 se muestra un diagrama PV característico de este tipo de motor. La serie de sucesos incluye la carrera de admisión ab , la carrera de compresión bc , la carrera de expansión o de potencia cd , y finalmente la carrera de escape da . Las carreras de admisión y de escape tienen lugar prácticamente a la presión ambiente. Las líneas de los procesos ab y da no coinciden; pero al estar la Figura 15.5 hecha a escala, es difícil mostrar la separación entre las líneas de los procesos de admisión y de escape, excepto en las proximidades de la posición del PMI. Normalmente el punto de encendido tiene lugar durante la carrera de compresión antes de llegar al PMS, ya que la propagación de la llama en la cámara de combustión necesita un tiempo finito. En un motor dado puede alterarse el punto de encendido hasta determinar la posición de potencia máxima. Adviértase también que la válvula de salida se abre antes de que el émbolo alcance el PMI. Esto permite que los gases de escape alcancen aproximadamente la presión atmosférica antes de que comience la carrera de escape.

Como se trató en el Apartado 15.1, el primer paso del análisis de las actuaciones de un motor alternativo de cuatro tiempos de encendido provocado es preparar un modelo simple del proceso global. Aunque tal modelo sólo tiene valor cualitativo, proporciona suficiente información sobre la influencia de las principales variables de funcionamiento en las actuaciones del motor.

Un ciclo teórico de interés al analizar el comportamiento de los motores alternativos de encendido provocado es el **ciclo Otto**. Se llama así por el ingeniero alemán Nicholas Otto, quien en 1876 fabricó con éxito un motor de cuatro tiempos. Un ciclo Otto de cuatro tiempos se compone de cuatro procesos internamente reversibles, además de una parte del ciclo para la admisión y para el escape. En la Figura 15.6 se muestra el ciclo teórico en los diagramas PV y Ts . Considérese un dispositivo cilindro-émbolo que contenga aire y con el émbolo situado en el punto muerto inferior. Viene señalado con el punto 1 en el diagrama. Mientras el émbolo se mueve hacia el punto muerto superior, el aire se comprime adiabáticamente. Como los procesos son reversibles, el proceso de compresión es isoentrópico.

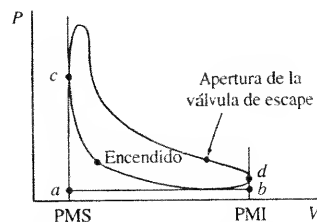


Figura 15.5. Típico diagrama PV de un motor de encendido provocado de cuatro tiempos con válvula totalmente abierta.

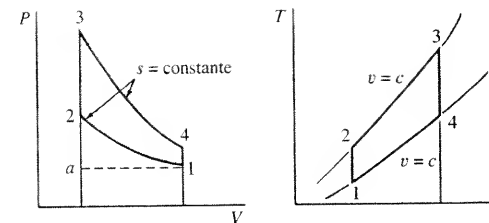


Figura 15.6. Diagramas PV y Ts para un ciclo Otto de aire estándar.

pico, terminando en el estado 2. Después se transfiere calor al aire instantáneamente, de modo que tanto la presión como la temperatura aumentan a valores altos en un proceso a volumen constante, proceso 2-3. Mientras el émbolo se desplaza hacia el PMI una vez más, la expansión internamente reversible se realiza adiabáticamente, esto es, isoentrópicamente, hasta el estado 4. Ahora, con el émbolo en el PMI, el aire cede calor a volumen constante hasta que alcanza su estado inicial.

En este instante el fluido podría, teóricamente, iniciar un nuevo ciclo. Para hacer el ciclo algo más real debe considerarse la siguiente secuencia antes de reanudar el modelo del ciclo: en la práctica, los gases contienen los productos de la combustión de hidrocarburos, de modo que será necesaria una carrera de escape. Consiguientemente, se abre la válvula de escape, y el émbolo se mueve desde el PMI al PMS, expulsando los gases al ambiente. Después se cierra la válvula de escape y se abre la de admisión, mientras el émbolo regresa a la posición del PMI. Durante esta carrera de succión el cilindro se llena con aire fresco para el siguiente ciclo. En el ciclo con aire estándar no es necesaria esta recarga del cilindro, ya que es el mismo fluido el que continuamente experimenta las variaciones del ciclo. Hay que tener en cuenta que el trabajo necesario para expulsar la carga del cilindro es el mismo en valor absoluto, pero de signo opuesto al necesario para aspirar la nueva carga. Por tanto, estas dos partes del ciclo teórico no influyen en el trabajo neto realizado por este ciclo, y únicamente el ciclo 1-2-3-4-1 de la Figura 15.6 es importante en el análisis termodinámico. En resumen, el **ciclo Otto** teórico se compone de los siguientes procesos internamente reversibles:

- 1-2. Compresión adiabática.
- 2-3. Suministro de calor a volumen constante.
- 3-4. Expansión adiabática.
- 4-1. Cesión de calor a volumen constante.

Además, aunque no es necesario, se puede considerar para completarlo una carrera de escape, 1-a, y una carrera de admisión, a-1.

Como el aire se comporta como un sistema cerrado, el principio de conservación de la energía por unidad de masa es

$$q + w = \Delta u$$

donde se han despreciado los efectos de las energías cinética y potencial. En los procesos adiabáticos de compresión y de expansión, $q = 0$ y

$$w = \Delta u$$

En los procesos a volumen constante de suministro y cesión de calor, $w = 0$ y

$$q = \Delta u$$

En este instante es instructivo analizar el ciclo Otto tomando como referencia el ciclo de aire estándar frío, ya que ello proporciona una visión clara respecto a los parámetros importantes que afectan al rendimiento térmico del ciclo. Tomado como base el ciclo de aire estándar frío se obtiene que

$$q_{\text{sum}} = q_{23} = u_3 - u_2 = c_v(T_3 - T_2)$$

y

$$q_{\text{ced}} = -q_{41} = u_4 - u_1 = c_v(T_4 - T_1)$$

Como el trabajo de salida es $q_{\text{sum}} - q_{\text{ced}}$, el rendimiento térmico viene dado por

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{w_{\text{net, sal}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{c_v(T_3 - T_2) - c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)} = \\ &= 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \left(\frac{T_1}{T_2}\right) \frac{T_4/T_1 - 1}{T_3/T_2 - 1} \end{aligned}$$

Téngase en cuenta que $V_2 = V_3$ y $V_1 = V_4$. Como las relaciones de isentropía muestran que

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1} \quad \text{y} \quad \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{V_4}{V_3}\right)^{\gamma-1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$$

entonces $T_2/T_1 = T_3/T_4$ o $T_4/T_1 = T_3/T_2$. Cuando este resultado se sustituye en la ecuación del rendimiento térmico del ciclo Otto de aire estándar frío,

$$\eta_{t, \text{Otto}} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \quad [15.3]$$

donde r es la *relación de compresión* del motor definida mediante

$$r \equiv \frac{V_1}{V_2} = \frac{v_1}{v_2} \quad [15.4]$$

La Ecuación [15.3] indica que los parámetros principales que controlan el rendimiento térmico de un ciclo Otto son la relación de compresión y el cociente de capacidades térmicas específicas. En la Figura 15.7 se muestra la influencia de estos parámetros sobre el rendimiento térmico. Para un valor dado del cociente de capacidades térmicas específicas, el valor del rendimiento térmico crece al aumentar la relación de compresión. No obstante, téngase en cuenta que las curvas se aplanan para valores de la relación de compresión por encima de 10. Por tanto, la ventaja de funcionar con valores altos de relación de compresión disminuye rápidamente. Desde un punto de vista práctico, la relación de compresión viene limitada por la aparición del fenómeno de la detonación, que aparece cuando el valor de la relación de compresión sube por encima de 10 con combustibles hidrocarbonados comunes. La Figura 15.7 muestra también que el rendimiento térmico crece con el aumento del cociente de capacidades térmicas específicas. Esto significa que se obtienen valores altos del rendimiento térmico cuando en el fluido de trabajo están presentes moléculas monoatómicas simples o diatómicas. Por desgracia, la presencia de dióxido de carbono, vapor de agua y otras moléculas más pesadas hace que, en realidad, no se puedan alcanzar valores altos del cociente de capacidades térmicas específicas.

Para tener en cuenta valores variables del cociente de capacidades térmicas específicas, el rendimiento térmico debe ser determinado mediante la relación

$$\eta_{t, \text{Otto}} = 1 - \frac{u_4 - u_1}{u_3 - u_2} \quad [15.5]$$

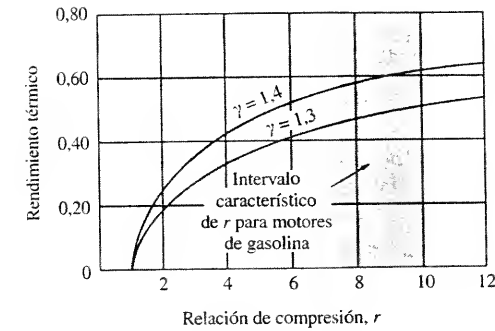


Figura 15.7. Rendimiento térmico del ciclo Otto de aire estándar en función de la relación de compresión y del cociente de capacidades térmicas específicas.

Además, los valores de u deben leerse en las tablas del aire del Apéndice a la correspondiente temperatura del ciclo. Las temperaturas en los estados 2 y 4 se obtienen a partir de las relaciones de isentropía en función de los volúmenes relativos v_r

$$v_{r2} = v_{r1} \frac{V_2}{V_1} = \frac{v_{r1}}{r} \quad \text{y} \quad v_{r4} = v_{r3} \frac{V_4}{V_3} = r v_{r3}$$

Recuérdese que los valores de v_r son función exclusivamente de la temperatura y contabilizan el efecto de la variación de las capacidades térmicas específicas con la temperatura.

El ejemplo siguiente se basa en el ciclo Otto de aire estándar. La presencia de los productos de la combustión, especialmente en la carrera de potencia de un motor real, afecta grandemente al análisis y a los valores de las actuaciones.

EJEMPLO 15.2

Las condiciones iniciales para un ciclo Otto de aire estándar que funciona con una relación de compresión de 8:1 son 0,95 bar y 17 °C. El volumen del cilindro al comenzar la carrera de compresión es 2,20 L, y el calor suministrado a volumen constante es 3,60 kJ. (a) Calcúlese la presión y la temperatura al final de cada uno de los procesos del ciclo, y (b) determínese el rendimiento térmico y la presión media efectiva del ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo Otto de aire estándar funciona con las condiciones mostradas en la Figura 15.8.

Incógnitas. (a) La presión y la temperatura al final de cada uno de los procesos del ciclo, y (b) η_t y PME del ciclo.

Modelo. Sistema cerrado, ciclo Otto de aire estándar.

Análisis. (a) Señalando los estados del ciclo del mismo modo que en la Figura 15.6, $P_1 = 0,95$ bar y $T_1 = 290$ K. Suponiendo para el aire comportamiento de gas ideal,

$$v_1 = \frac{RT}{P} = \frac{0,08314(290)}{29(0,95)} = 0,875 \text{ m}^3/\text{kg}$$

El estado después de la compresión isentrópica se determina mediante el uso del volumen relativo v_r que tiene en cuenta el hecho de que las capacidades térmicas específicas son variables. Con los valores de la Tabla A.5

$$v_{r2} = v_{r1} \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_{r1}}{r} = \frac{676,1}{8,0} = 84,5$$

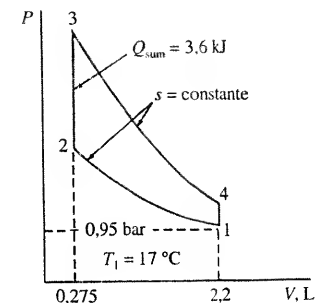


Figura 15.8. Diagrama PV con los datos del Ejemplo 15.2.

Interpolando linealmente en las tablas se obtiene que $T_{2s} = 652$ K, $p_{r2} = 22,17$ y $u_{2s} = 475,1$ kJ/kg. Un método para evaluar P_{2s} es utilizar la relación de isentropía que incluye valores de la presión relativa p_r ,

$$P_{2s} = P_1 \frac{p_{r2}}{p_{r1}} = 0,95 \text{ bar} \times \frac{22,17}{1,2311} = 17,1 \text{ bar}$$

Téngase en cuenta que P_{2s} puede calcularse también a partir de la relación de gas ideal $P_2 = P_1 (V_1/V_2) \times (T_2/T_1)$. Para determinar el estado 3, debe calcularse el calor suministrado al aire por kilogramo a partir de

$$q_{23} = \frac{Q_{23}}{m} = \frac{Q_{23} v_1}{V_1} = \frac{3,60 \text{ kJ}(0,875 \text{ m}^3/\text{kg})}{2,2 \times 10^{-3} \text{ m}^3} = 1.432 \text{ kJ/kg}$$

Como $q_{\text{sum}} = q_{23} = u_3 - u_2$, la energía interna en el estado 3 se obtiene mediante

$$u_3 = u_2 + q_{23} = 475,1 + 1.432 = 1.907,1 \text{ kJ/kg}$$

De nuevo, mediante interpolación lineal en la tabla del aire, se obtiene que $T_3 = 2.235$ K, $p_{r3} = 3.369$ y $v_{r3} = 1,907$. La presión después del suministro de calor a volumen constante es simplemente $P_3 = P_2 (T_3/T_2) = 17,1 (2.234/652) = 58,6$ bar. El estado 4 se obtiene de nuevo a partir de la relación de isentropía:

$$v_{r4} = v_{r3} = \frac{v_4}{v_3} = 1,907(8) = 15,26$$

Una interpolación lineal en la tabla del aire revela que $T_{4s} = 1.180$ K, $p_{r4} = 222,2$ y $u_{4s} = 915,6$ kJ/kg. Por tanto

$$P_4 = P_3 (p_{r4}/p_{r3}) = 58,6(222,2/3.369) = 3,9 \text{ bar}$$

(b) El rendimiento térmico se obtiene a partir de los calores intercambiados en el ciclo. El calor cedido en el ciclo es

$$q_{\text{ced}} = -q_{41} = u_4 - u_1 = 915,6 - 206,9 = 708,7 \text{ kJ/kg}$$

Por consiguiente,

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{708,7}{1.432} = 0,505 \quad (50,5 \text{ por } 100)$$

No se ha utilizado la Ecuación [15.3] para calcular el rendimiento térmico porque utiliza valores constantes de las capacidades térmicas específicas. Finalmente, la presión media efectiva del ciclo se obtiene aplicando la relación $PME = w_{\text{net, sal}}/(v_1 - v_2)$. En primer lugar, el trabajo neto es

$$w_{\text{net, sal}} = q_{\text{sum}} - q_{\text{ced}} = 1.432 - 709 = 723 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, la Ecuación [15.2] proporciona

$$PME = \frac{w_{\text{net, sal}}}{v_1 - v_2} = \frac{723 \text{ kJ/kg}}{(0,875 - 0,109) \text{ m}^3/\text{kg}} \times \frac{\text{bar m}^2}{10^3 \text{ N}} \times 10^3 \text{ g/kg} = 9,44 \text{ bar}$$

donde v_2 es un octavo de v_1 .

15.5. EL CICLO DIESEL DE AIRE ESTÁNDAR Y EL CICLO DUAL

En el motor de encendido provocado, la ignición del combustible se inicia mediante energía suministrada desde una fuente exterior. Un método alternativo de iniciar el proceso de combustión en un motor alternativo es elevar la temperatura de la mezcla aire-combustible por encima de su temperatura de autoignición. Un motor construido sobre este principio se llama *motor de encendido por compresión* (EC) o de ignición espontánea (IE). Utilizando relaciones de compresión en

el intervalo de 14:1 a 24:1 y utilizando combustible diesel en lugar de gasolina, la temperatura del aire en el interior del cilindro sobrepasará la de ignición al final de la carrera de compresión. Si el combustible estuviera premezclado con el aire, como en el motor de encendido provocado, la combustión tendría lugar en toda la mezcla una vez se hubiese alcanzado la temperatura de ignición. Como resultado, no se tendría control de la regulación del proceso de combustión. Para obviar esta dificultad, el combustible se inyecta en el interior del cilindro en una operación separada. La inyección comienza cuando el émbolo se encuentra en las proximidades del PMS. Así, el motor de EC difiere del de encendido provocado (EP) fundamentalmente en el método de alcanzar la combustión y en el ajuste de la regulación del proceso de combustión. El resto de las cuatro carreras del ciclo de EC son análogas a las del ciclo EP analizadas en el Apartado 15.4.

15.5.1. EL CICLO DIESEL

En la Figura 15.9 se muestra un diagrama PV característico de un motor de encendido por compresión. Téngase en cuenta que el motor EC moderno, llamado normalmente *motor diesel*, tiene un diagrama muy parecido al de un motor de encendido provocado a plena carga. En los primeros motores EC, la parte de la combustión era algo más plana, de manera que la sección inicial del proceso de expansión era casi un proceso a presión constante. Como resultado, el motor de encendido por compresión se modeló, en sus comienzos, mediante un ciclo teórico conocido como *ciclo Diesel*. Se le conoce con este nombre por Rudolf Diesel, que en la década de 1890 obtuvo la patente sobre un motor de encendido por compresión. El motor moderno de encendido por compresión, cuya sección transversal se muestra en la Figura 15.10, se modela mejor mediante el ciclo Otto analizado en el Apartado 15.4 o mediante el ciclo dual que se analizará más adelante en este apartado. Sólo se describirán las características principales del ciclo teórico Diesel.

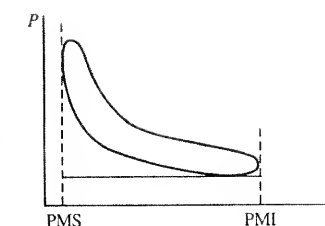


Figura 15.9. Diagrama PV característico de un motor de encendido por compresión a carga nominal.

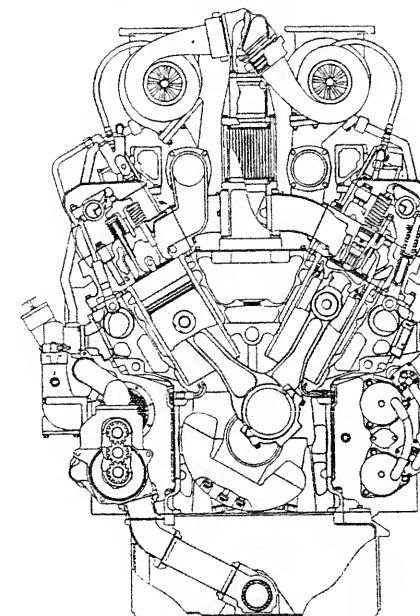


Figura 15.10. Sección transversal de un motor diesel Caterpillar 3500 Serie B controlado electrónicamente. (Permiso de utilización de Lafayette Large Engine Center, Caterpillar Inc.)

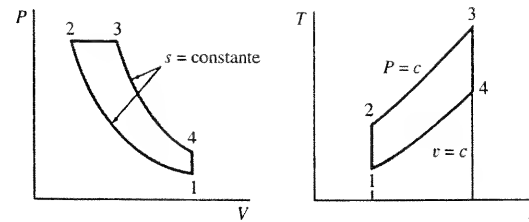


Figura 15.11. Diagramas PV y Ts de un ciclo Diesel de aire estándar.

En la Figura 15.11 se muestra el ciclo teórico Diesel de un motor alternativo en los diagramas PV y Ts . Este ciclo, al igual que el ciclo Otto, se compone de cuatro procesos internamente reversibles. La única diferencia entre los dos ciclos es que en el ciclo Diesel la combustión se supone que se realiza a presión constante, mientras que en el Otto se supone a volumen constante. Se puede realizar un análisis útil del ciclo Diesel mediante el ciclo de aire estándar frío. Siguiendo una aproximación análoga a la del ciclo Otto, el calor intercambiado en el ciclo puede obtenerse aplicando el balance general de la energía $q + w = \Delta u$. Para el proceso 2-3 de suministro de calor a presión constante, el trabajo es $w_{23} = -\int P dv = -P \Delta v$ y el calor suministrado $q_{23} = \Delta u - w_{23} = \Delta u - (-P \Delta v) = \Delta h$. El calor transferido en el proceso 4-1 de cesión de calor a volumen constante se calcula como si fuese para el ciclo Otto, $q_{41} = \Delta u$. Haciendo uso de estos resultados, las cantidades de calor intercambiadas en el ciclo Diesel de aire frío son

$$q_{\text{sum}} = q_{23} = \Delta h = c_p(T_3 - T_2) \quad \text{y} \quad q_{\text{ced}} = -q_{41} = -\Delta u = c_v(T_4 - T_1)$$

Por consiguiente,

$$\eta_{t, \text{Diesel}} = \frac{q_{\text{sum}} - q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{c_p(T_3 - T_2) - c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{\gamma(T_3 - T_2)} \quad [15.6]$$

En este instante se introduce el concepto de **relación de corte** r_c . Tomando como referencia la Figura 15.11, se define como el cociente entre el volumen V_3 posterior al suministro de calor y el volumen V_2 anterior a ese suministro. Esto es,

$$r_c \equiv \frac{V_3}{V_2} = \frac{v_3}{v_2} \quad [15.7]$$

Recordando que la relación de compresión r viene definida por V_1/V_2 , la ecuación anterior del rendimiento térmico de un ciclo Diesel de aire frío en la que aparecen las temperaturas puede expresarse en función de volúmenes. El resultado es

$$\eta_{t, \text{Diesel}} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \left[\frac{r_c^{\gamma} - 1}{\gamma(r_c - 1)} \right] \quad [15.8]$$

Esta ecuación indica que el rendimiento térmico de un ciclo teórico Diesel es fundamentalmente función de la relación de compresión r , de la relación de corte r_c y del cociente de capacidades térmicas específicas γ .

El término entre corchetes de la Ecuación [15.8] es siempre igual o mayor que la unidad. Por tanto, para la misma relación de compresión y cuando r_c es mayor que la unidad,

$$\eta_{t, \text{Otto}} > \eta_{t, \text{Diesel}}$$

En el límite, cuando $r_c = 1$, el término entre corchetes es igual a la unidad y los rendimientos térmicos de los ciclos Otto y Diesel son iguales. Un aumento en la relación de corte tiene un efecto drástico sobre el rendimiento térmico de un ciclo Diesel de aire estándar. Este efecto se muestra en los dos diagramas de la Figura 15.12. En la Figura 15.12a se ha representado el rendimiento térmico frente a

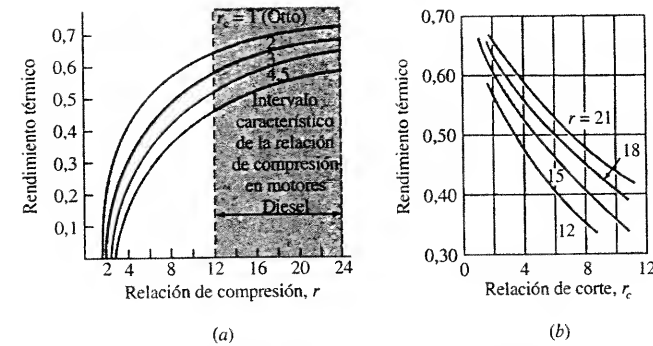


Figura 15.12. El rendimiento térmico frente a la relación de corte y la relación de compresión (para $\gamma = 1.40$) para un ciclo Diesel de aire estándar.

la relación de compresión con líneas de relación de corte constante. Cuando la relación de corte vale la unidad, la línea representa tanto un ciclo Otto como un ciclo Diesel. En la Figura 15.12b se han representado las líneas de relación de compresión constante en un diagrama η_t -relación de corte. En este último gráfico se observa que el rendimiento térmico decrece rápidamente al aumentar la relación de corte, para una relación de compresión dada.

En el caso de que haya que considerar valores variables de las capacidades térmicas específicas, la ecuación del rendimiento térmico de un ciclo Diesel resulta

$$\eta_{t, \text{Diesel}} = 1 - \frac{u_4 - u_1}{h_3 - h_2} \quad [15.9]$$

Para utilizar la Ecuación [15.9] es necesario evaluar los valores de u y de h de la tabla del aire del Apéndice. En este caso las temperaturas de los estados 2 y 4 se obtienen a partir de las relaciones de isentropía

$$v_{r2} = v_{r1} \frac{V_2}{V_1} = \frac{v_{r1}}{r} \quad \text{y} \quad v_{r4} = v_{r3} \frac{V_4}{V_3} = \frac{rv_{r3}}{r_c} \quad [15.10]$$

Recuérdese que los valores de v_r de la tabla del aire son función exclusivamente de la temperatura.

Las condiciones de entrada en un ciclo Diesel teórico que funciona con una relación de compresión de 18 son 14,4 psia y 60 °F. La relación de corte es 2. (a) Calcúlese la presión y la temperatura final de cada uno de los procesos del ciclo. y (b) determínese el rendimiento térmico y la presión media efectiva del ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo Diesel con las condiciones que se muestran en la Figura 15.13.

Incógnitas. (a) Las presiones y temperaturas en los puntos del ciclo, y (b) η_t y PME.

Modelo. Ciclo Diesel de aire estándar, capacidades térmicas específicas variables.

Análisis. De la Tabla A.5I, $v_{r1} = 158,58$, $p_{r1} = 1,2147$ y $u_1 = 88,62$ Btu/lb_m.

(a) Con el modelo de gas ideal, el estado 2 se obtiene mediante la relación de isentropía referida a datos de volumen reducido,

$$v_{r2} = v_{r1}(v_2/v_1) = 158,58(1/18) = 8,81$$

EJEMPLO 15.3

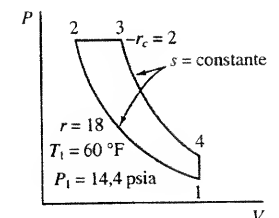


Figura 15.13. Diagrama PV que muestra los valores del Ejemplo 15.3.

Por tanto, de la Tabla A.5I, $T_2 = 1.564^\circ\text{R}$, $p_{r2} = 65,74$ y $h_2 = 386,10$ Btu/lb_m. Así pues, de la relación de isotropía en la que intervienen valores de presión relativa,

$$P_2 = P_1(p_{r2}/p_{r1}) = 14,4(65,74/1,2147) = 779 \text{ psia}$$

Como $P_3 = P_2$, el estado 3 puede obtenerse a partir de la relación de gas ideal $T_3/T_2 = v_3/v_2 = r_c$. Así, $T_3 = 2(1.564) = 3.128^\circ\text{R}$, y de la tabla del aire $v_{r3} = 1,030$, $p_{r3} = 1.127$ y $h_3 = 828,27$ Btu/lb_m. Finalmente, el estado 4 se obtiene de la relación de isotropía en la que intervienen valores de volumen relativo,

$$v_{r4} = v_{r3} \frac{V_4}{V_3} = v_{r3} \frac{V_4}{V_2} \frac{V_2}{V_3} = v_{r3} \frac{r}{r_c} = 1,030(18/2) = 9,27$$

Por tanto, de la Tabla A.5I, $T_4 = 1.538^\circ\text{R}$, $p_{r4} = 67,8$ y $u_4 = 273,09$ Btu/lb_m. La presión después de la expansión isentrópica es pues

$$p_4 = p_3(p_{r4}/p_{r3}) = 779(67,8/1.126) = 46,9 \text{ psia}$$

(b) El rendimiento térmico se determina a partir del trabajo neto obtenido y el calor suministrado. Para un sistema cerrado, $q + w = \Delta u$. Para un ciclo, como $\Delta u = 0$, $w_{\text{net, sal}} = q_{\text{sum}} - q_{\text{ced}}$. Así

$$q_{\text{sum}} = q_{23} = \Delta u + P \Delta v = h_3 - h_2 = 828,27 - 386,10 = 442,17 \text{ Btu/lb}_m$$

$$q_{\text{ced}} = -q_{41} = u_4 - u_1 = 273,09 - 88,62 = 184,47 \text{ Btu/lb}_m$$

$$w_{\text{net, sal}} = 442,17 - 184,47 = 257,70 \text{ Btu/lb}_m$$

Por tanto

$$\eta_t = \frac{w_{\text{net, sal}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{257,70}{442,17} = 0,583 \quad (58,3 \text{ por } 100)$$

La presión media efectiva necesita el valor de v_1 .

$$v_1 = \frac{RT_1}{P_1} = \frac{10,73(520)}{28,97(14,4)} = 13,37 \text{ ft}^3/\text{lb}_m$$

y $v_2 = v_1/r = 13,37/18 = 0,74 \text{ ft}^3/\text{lb}_m$. Por tanto,

$$\text{PME} = \frac{w_{\text{net, sal}}}{v_1 - v_2} = \frac{257,7}{13,37 - 0,74} \times \frac{778}{144} = 110 \text{ psia}$$

donde 778 y 144 son factores de conversión de unidades.

15.5.2. EL CICLO DUAL

Un ciclo teórico que se aproxima más a las actuaciones reales de los motores modernos de encendido por compresión que el ciclo Diesel *es el ciclo dual*. Como se muestra en la Figura 15.14, un proceso corto de suministro de calor a volumen constante $2 - x$ va seguido de otro proceso de suministro de calor a presión constante $x - 3$. Las otras tres partes del ciclo son semejantes a las que se

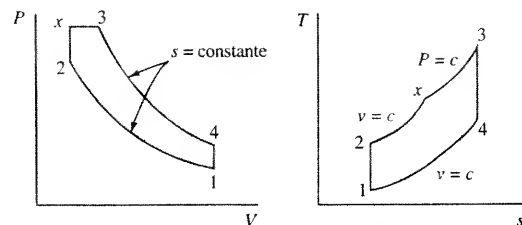


Figura 15.14. Diagramas PV y Ts del ciclo dual de aire estándar.

han encontrado en los ciclos Otto y Diesel. El ciclo dual se conoce también como *ciclo mixto*, o *ciclo de presión limitada*. Adviértase que el uso de dos etapas para el proceso de suministro de calor permite que el ciclo dual modele, con mucha aproximación, la parte superior izquierda de la curva del comportamiento real de un motor de encendido por compresión, mostrada en la Figura 15.9.

El rendimiento térmico de un ciclo dual de aire estándar es función de las cantidades de calor suministrado y cedido. Éstas se obtienen a partir del balance general de energía para un sistema cerrado $q + w = \Delta u$. El calor suministrado durante el proceso a volumen constante $2-x$ es

$$q_{2x} = u_x - u_2 = c_v(T_x - T_2) \quad (\text{volumen constante})$$

si se supone que las capacidades térmicas específicas son constantes. Para el camino a presión constante $x-3$, el calor suministrado es

$$q_{x3} = \Delta u + P \Delta v = h_3 - h_x = c_p(T_3 - T_x) \quad (\text{presión constante})$$

Por tanto, el calor total suministrado al ciclo dual es

$$q_{\text{sum, tot}} = q_{2x} + q_{x3} = c_v(T_x - T_2) + c_p(T_3 - T_x)$$

El calor cedido durante el recorrido a volumen constante es

$$q_{\text{ced}} = -q_{41} = u_4 - u_1 = c_v(T_4 - T_1)$$

Por consiguiente, el rendimiento térmico de un ciclo dual de aire estándar con valores constantes de las capacidades térmicas específicas es

$$\begin{aligned} \eta_{t, \text{dual}} &= \frac{q_{\text{sum}} - q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_x - T_2) + c_p(T_3 - T_x)} = \\ &= 1 - \frac{T_4 - T_1}{(T_x - T_2) + \gamma(T_3 - T_x)} \end{aligned} \quad [15.11a]$$

donde γ es el cociente de capacidades térmicas específicas. Recuerdese la relación de compresión $r = V_1/V_2$ y la relación de corte $r_c = V_3/V_x = V_3/V_2$. Si, además, se define la *relación de presiones* $r_{p,v}$ durante el proceso de combustión a volumen constante como

$$r_{p,v} = \frac{P_x}{P_2} = \frac{P_3}{P_2}$$

entonces el rendimiento térmico, evaluado mediante la Ecuación [15.8a], puede expresarse en función exclusivamente de r , r_c , $r_{p,v}$ y γ . El resultado es

$$\eta_{t, \text{dual}} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \left[\frac{r_{p,v} r_c^{\gamma} - 1}{\gamma r_{p,v} (r_c - 1) + r_{p,v} - 1} \right] \quad [15.11b]$$

Cuando $r_{p,v}$ vale la unidad, la Ecuación [15.11b] se reduce a la ecuación del rendimiento del ciclo Diesel (Ec. [15.5]). También la Ecuación [15.11b] se reduce a la Ecuación [15.3], correspondiente a la del ciclo Otto, cuando r_c vale la unidad.

Con la misma cantidad de calor suministrado y el mismo valor de la relación de compresión, el rendimiento térmico de los tres ciclos teóricos decrece en el siguiente orden: ciclo Otto, ciclo dual, ciclo Diesel. Esta es la principal razón de que los motores modernos EC se diseñen para funcionar del modo más aproximado posible a los modelos del ciclo Otto o del ciclo dual en vez de hacerlo según el ciclo Diesel.

Las condiciones de entrada en un ciclo dual de aire estándar que funciona con una relación de compresión 15:1 son 0,95 bar y 17 °C. La relación de presiones durante el suministro de calor a volumen constante es 1,5:1, y la relación de volúmenes durante el proceso de suministro de calor a presión constante es 1,8:1. Calcúlese (a) las temperaturas y presiones

EJEMPLO 15.4

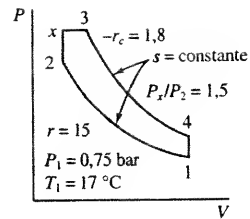


Figura 15.15. Diagrama PV que muestra los datos del Ejemplo 15.4.

en el ciclo, (b) el calor suministrado y cedido en el ciclo, en kJ/kg, y (c) el rendimiento térmico, utilizando los datos de la tabla del aire.

Solución

Datos. Un ciclo dual de aire estándar que funciona con las condiciones mostradas en la Figura 15.15.

Incógnitas. (a) Las temperaturas y presiones en el ciclo, (b) q_{sum} y q_{ced} , y (c) η_t .

Modelo. Ciclo dual de aire estándar, valores de las capacidades térmicas específicas variables.

Análisis. (a) Se utiliza la notación de la Figura 15.15. Se supone que el aire se comporta como gas ideal. La presión y la temperatura se obtienen a partir de los datos de v_r :

$$v_{r2} = v_{r1} \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_{r1}}{r} = 676,1 \frac{1}{15} = 45,07$$

Mediante interpolación lineal en la Tabla A.5, $T_{2s} = 819$ K, $u_{2s} = 607,4$ kJ/kg y $p_{r2} = 52,15$. Utilizando el último valor, se obtiene que

$$P_2 = P_1(p_{r2}/p_{r1}) = 0,95(52,15/1,2311) = 40,24 \text{ bar}$$

La presión después del suministro de calor a volumen constante es simplemente

$$P_x = \left(\frac{P_x}{P_2}\right)P_2 = 1,5(40,24) = 60,4 \text{ bar}$$

De acuerdo con la ecuación del gas ideal, a volumen constante

$$T_x = T_2 \frac{P_x}{P_2} = 819(1,5) = 1.229 \text{ K}$$

La presión en el estado 3 es la misma que la del estado x, es decir, 60,4 bar. También en el estado 3, de acuerdo con la ecuación del gas ideal, a presión constante,

$$T_3 = T_x \frac{V_3}{V_x} = 1.229(1,8) = 2.212 \text{ K}$$

El estado 4 se determina a partir de las relaciones isoentrópicas. En primer lugar se necesita determinar V_3/V_4 . Este cociente es $V_3/V_4 = V_3/V_1 = (V_3/V_2)(V_2/V_1) = r_c/r$. Por tanto, como $v_{r3} = 1,98$ a 2.212 K,

$$v_{r4} = v_{r3} \frac{V_4}{V_3} = v_{r3} \frac{r_c}{r} = 1,98 \frac{15}{1,8} = 16,5$$

Mediante interpolación lineal en la Tabla A.5, $T_{4s} = 1.150$ K, $p_{r4} = 200,2$ y $u_{4s} = 889,1$ kJ/kg. Finalmente, como $p_{r3} = 3.216$ a 2.212 K para el proceso isoentrópico 3-4,

$$P_4 = P_3 \frac{p_{r4}}{p_{r3}} = 60,4 \frac{200,2}{3.216} = 3,76 \text{ bar}$$

(b) El calor suministrado al ciclo es la suma del calor suministrado en los procesos 2-x y x-3. Así pues

$$\begin{aligned} q_{\text{sum}} &= q_{2x} + q_{x3} = u_x - u_2 + h_3 - h_x = \\ &= 959,1 - 607,4 + 2.518,4 - 1.311,9 = 1.558,2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El calor cedido en el ciclo es

$$q_{\text{ced}} = q_{41} = u_1 - u_4 = 206,9 - 889,1 = -682,2 \text{ kJ/kg}$$

(c) El rendimiento térmico del ciclo dual es

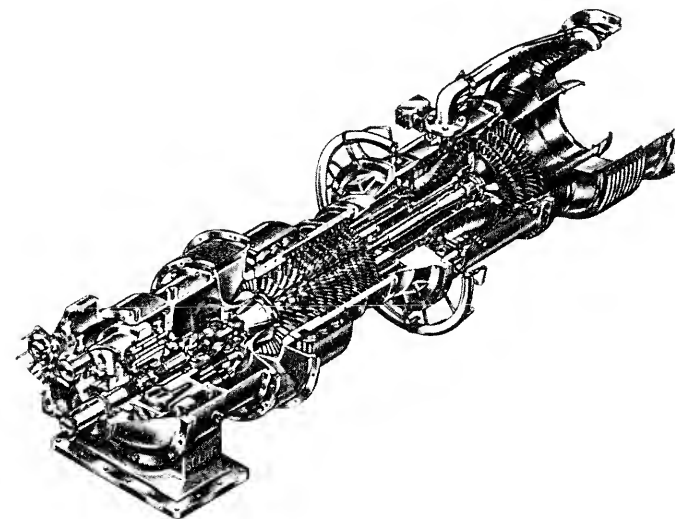
$$\eta_t = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{682,2}{1.558,2} = 0,562 \quad (56,2 \text{ por } 100)$$

Comentario. Si $\gamma = 1,4$ en el ciclo de aire frío, la Ecuación [15.11b] predice un rendimiento térmico del 62,5 por 100.

15.6. EL CICLO BRAYTON DE AIRE ESTÁNDAR

En un ciclo simple de potencia de turbina de gas se utilizan equipos diferentes para los distintos procesos del ciclo. Inicialmente, el aire se comprime adiabáticamente en un compresor axial o centrífugo. Al finalizar este proceso, el aire entra en una cámara de combustión donde se inyecta y se quema el combustible a una presión prácticamente constante. Los productos de la combustión se expansionan después en una turbina hasta que alcanzan la presión ambiente del entorno. Un ciclo compuesto de estas tres etapas se llama *ciclo abierto* debido a que realmente no se completa el ciclo. Los ciclos reales de turbina de gas son ciclos abiertos, ya que debe introducirse continuamente aire nuevo al compresor. En la Fotografía 15.1 se muestra una turbina de gas de ciclo abierto diseñada para accionar un generador eléctrico. El eje de potencia de salida está a la izquierda. El aire entra al motor por la izquierda del compresor y se mueve axialmente a través del compresor, la cámara de combustión y la turbina. Los gases calientes de salida dejan la turbina por el extremo derecho. Si se quiere analizar un sistema cerrado, los productos de la combustión que se han expandido en la turbina deben enviarse a un cambiador de calor, donde se transfiere calor hasta que el gas alcanza su temperatura inicial. Los ciclos abierto y cerrado de una turbina de gas se muestran en la Figura 15.16.

En el análisis de los ciclos de turbina de gas es muy útil utilizar inicialmente un ciclo ideal de aire estándar. El ciclo ideal se llama *ciclo Brayton*, en honor del ingeniero USA George Brayton. Comparado con los ciclos Otto y Diesel, el ciclo Brayton funciona en un intervalo más amplio de volúmenes, pero más reducido en presiones y temperaturas. Esta característica hace al ciclo Brayton no apto para ser utilizado en máquinas alternativas. El ciclo cerrado de turbina de gas de aire estándar se compone de cuatro procesos internamente reversibles: compresión adiabática, suministro de calor a presión constante, expansión adiabática, cesión de calor a presión constante. Por tanto, la compresión y la expansión son procesos isoentrópicos, y el proceso real de combustión se sustituye por un proceso de transferencia de calor. El uso de aire como fluido de trabajo en el ciclo es un



Fotografía 15.1. Turbina de gas de 4,6 MW Centaur® 50 para un generador. (Cortesía de Solar Turbines Incorporated.)

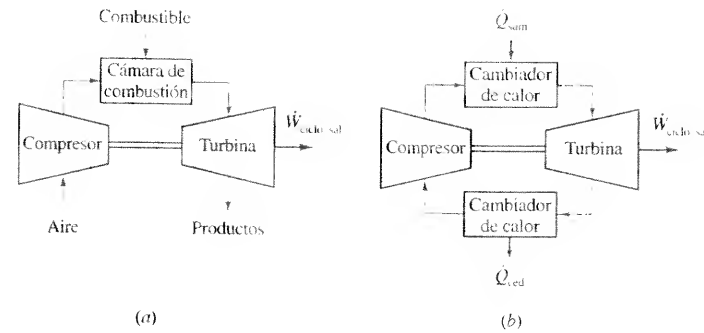


Figura 15.16. Turbina de gas que funciona según un ciclo Brayton (a) abierto, y (b) cerrado.

modelo razonablemente bueno en la práctica real debido a que una relación de masas aire-combustible del orden de 50:1 es muy corriente. En la Figura 15.17 se muestran los diagramas Pv y Ts del ciclo ideal. El balance de energía en régimen estacionario de cada dispositivo del ciclo es $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$. Si se desprecian Δe_c y Δe_p , entonces el trabajo en los procesos isoentrópicos 1-2 y 3-4,

$$w = \Delta h$$

Análogamente, para los cambiadores de calor utilizados en los procesos 2-3 y 4-1

$$q = \Delta h$$

El rendimiento térmico del ciclo Brayton ideal viene dado por

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{h_{4s} - h_1}{h_3 - h_{2s}} \quad [15.12]$$

donde el subíndice s indica estado de salida isoentrópico. Para un ciclo Brayton de aire estándar frío con valores constantes de las capacidades térmicas específicas, la Ecuación [15.12] se convierte en

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)}$$

Para mayor simplificación, téngase en cuenta que los procesos 1-2 y 3-4 son isoentrópicos. Además, $P_2 = P_3$ y $P_1 = P_4$ o $P_2/P_1 = P_3/P_4$. Así se pueden igualar las relaciones de isotropía de los procesos 1-2 y 3-4 para formar las relaciones

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \left(\frac{P_3}{P_4}\right)^{(\gamma-1)/\gamma} = \frac{T_3}{T_4}$$

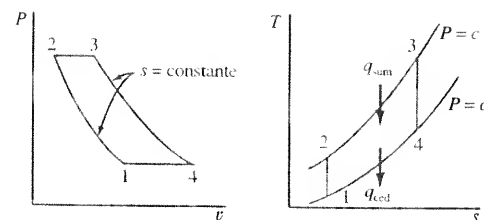


Figura 15.17. Diagramas Pv y Ts característicos de un ciclo Brayton de aire estándar.

resultando $T_4/T_1 = T_3/T_2$. Esta relación permite reescribir la anterior expresión de $\eta_{t, \text{Brayton}}$ como

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = 1 - \frac{T_4}{T_1} = 1 - \frac{1}{r_p^{(\gamma-1)/\gamma}} \quad [15.13]$$

donde

$$r_p \equiv P_2/P_1 = P_3/P_4$$

Por tanto, el rendimiento térmico de un ciclo Brayton de aire estándar frío es función fundamentalmente de la relación global de presiones. En la Figura 15.18 se muestra una representación gráfica del rendimiento térmico frente a r_p de un ciclo Brayton de aire estándar con $\gamma = 1.4$.

El uso de valores constantes de las capacidades térmicas específicas, que dio lugar a la Ecuación [15.13], es muy útil en el modelo inicial de un ciclo de potencia de turbina de gas. No obstante, para obtener valores razonables de los términos de calor y trabajo en el análisis de un ciclo es necesario tener en cuenta la variación de c_p con la temperatura. Esto requiere utilizar las tablas del aire del Apéndice. En los procesos isoentrópicos de compresión y expansión del ciclo Brayton, el estado final puede obtenerse utilizando o los valores de s^0 o los de p_r , que fueron introducidos anteriormente en el Apartado 8.1.

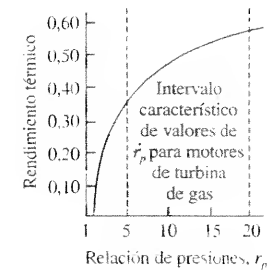


Figura 15.18. Rendimiento térmico frente a relación de presiones de un ciclo Brayton de aire estándar ($\gamma = 1.4$)

Un ciclo Brayton ideal de aire estándar funciona con aire que entra al compresor a 0.95 bar y 22 °C. La relación de presiones r_p es 6:1, y el aire sale de la cámara de combustión a 1.100 K. Calcúlese el trabajo suministrado al compresor, el trabajo de salida de la turbina y el rendimiento térmico del ciclo, de acuerdo con los datos de la Tabla A.5.

Solución

Datos. Ciclo Brayton ideal que funciona con las condiciones mostradas en la Figura 15.19.

Incógnitas. $w_{c, \text{ent}}$, $w_{t, \text{sal}}$ y η_t .

Modelo. Corriente estacionaria, ciclo de aire estándar, capacidad térmica específica variable.

Análisis. El aire se supone gas ideal. El estado a la salida del compresor puede determinarse a partir de la relación de isotropía. Para un estado de entrada dado, de la Tabla A.5, $h_1 = 295.17$ kJ/kg y $p_{r1} = 1.3068$. La presión relativa a la salida del compresor es:

$$p_{r2} = p_{r1} \frac{P_2}{P_1} = P_{r1} r_p = 1.3068(6) = 7.841$$

Los valores de la presión y la entalpía en el estado 2 se aproximan interpolando el valor de p_{r2} en la Tabla A.5. Se obtiene que $T_2 = 490$ K y $h_2 = 492.7$ kJ/kg. Además, como $T_3 = 1.100$ K, el valor de $h_3 = 1.161.1$ kJ/kg y la presión relativa $p_{r3} = 167.1$. Por tanto, se obtiene para el estado 4 que

$$p_{r4} = p_{r3} \frac{P_4}{P_3} = 167.1 \left(\frac{1}{6}\right) = 27.85$$

Con una nueva interpolación en la Tabla A.5, se estima que $T_{4s} = 694$ K y $h_{4s} = 706.5$ kJ/kg. De acuerdo con estos datos y con el balance de energía en régimen estacio-

EJEMPLO 15.5

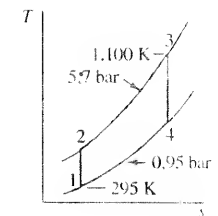


Figura 15.19. Diagrama Ts que muestra los datos del Ejemplo 15.5.

nario $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$, se determinan las siguientes magnitudes, si se desprecian Δe_c y Δe_p :

$$w_{C, \text{ent}} = w_{12} = h_{2s} - h_1 = 492,7 - 295,2 = 197,5 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{T, \text{sal}} = -w_{34} = h_3 - h_{4s} = 1.161,1 - 706,5 = 454,6 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{sum}} = q_{23} = h_3 - h_{2s} = 1.161,1 - 492,7 = 668,4 \text{ kJ/kg}$$

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{C, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{454,6 - 197,5}{668,4} = \frac{257,1}{668,4} = 0,385 \quad (38,5 \text{ por } 100)$$

Téngase en cuenta que los estados 2s y 4s pueden determinarse también a partir de los valores de s^0 . En el estado 1, s^0 vale 1,68515, y en el estado 3 su valor es 3,07732. Por tanto

$$s_2^0 = s_1^0 + R \ln r_p = 1,68515 + \frac{8,314}{29} \ln 6 = 2,1988 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

y

$$s_4^0 = s_3^0 + R \ln \frac{1}{r_p} = 3,07732 + \frac{8,314}{29} \ln \frac{1}{6} = 2,5636 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

De la Tabla A.5, $T_{2s} = 490 \text{ K}$ y $T_{4s} = 694 \text{ K}$. Estos valores de la temperatura están de acuerdo con los valores obtenidos utilizando datos de p_r .

El Ejemplo 15.5 ilustra un aspecto importante del ciclo de potencia de turbina de gas. En el ciclo Brayton ideal analizado anteriormente, la relación entre el trabajo del compresor y el trabajo de turbina es aproximadamente 0,44, o 44 por 100. La magnitud, $w_{C, \text{ent}}/w_{T, \text{sal}}$ se conoce como **relación de acoplamiento turbina-compresor** o simplemente **relación de acoplamiento** del ciclo de potencia. En la práctica, este cociente toma valores entre el 40 y el 80 por 100. Como se muestra en algunos apartados posteriores, el efecto de las irreversibilidades en el compresor y la turbina es aumentar de forma apreciable la relación de acoplamiento. Obviamente, este cociente no puede exceder la unidad, y en este caso límite el trabajo neto obtenido es nulo. En el caso de ciclos de potencia de vapor, analizados en el Capítulo 16, se encuentra que la relación de acoplamiento entre la turbina y la bomba tiene valores muy bajos.

15.6.1. RELACIONES DE TRABAJO MÁXIMO

La Figura 15.20 ilustra la influencia de la relación de presiones r_p y de la temperatura de salida de la cámara de combustión T_3 sobre el ciclo Brayton. La Ecuación [15.13] muestra que el rendimiento térmico aumenta al aumentar la relación de presiones; pero según aumenta r_p , aumenta T_3 para una misma cantidad de calor cedido. Por ejemplo, aumentando la presión de salida del compresor desde el estado 2 al estado 5 de la figura, la temperatura a la salida de la cámara de combustión aumenta desde el estado 3 al estado 6. El calor cedido en los ciclos 1-2-3-4-1 y 1-5-6-4-1 es exactamente el mismo, ya que viene dado por el área bajo la curva 4-1. El aumento de la temperatura de T_3 a T_6 puede tener inconvenientes, ya que la temperatura podría exceder de la máxima permitida a la entrada de la turbina. Para obviar esta dificultad, se podría proponer que r_p aumentase, pero que la temperatura a la salida de la cámara de combustión estuviese limitada a un valor que no superase T_3 . Tal ciclo vendría representado por 1-5-7-8-1. El rendimiento de este ciclo sería mayor que el del ciclo básico 1-2-3-4-1, pero la figura muestra fácilmente (de acuerdo con el área encerrada por el ciclo), que el trabajo neto obtenido sería mucho menor. Para alcanzar la misma potencia de salida que en el ciclo básico, se necesitaría un flujo másico mayor, que a su vez requeriría un equipo mayor. Esto puede no ser lo deseado.

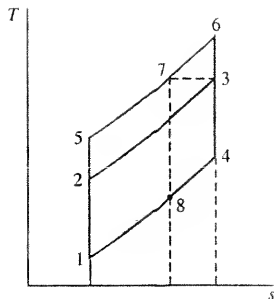


Figura 15.20. Ilustración de la influencia de la relación de presiones y de la temperatura de salida de la cámara de combustión sobre el rendimiento térmico de un ciclo Brayton.

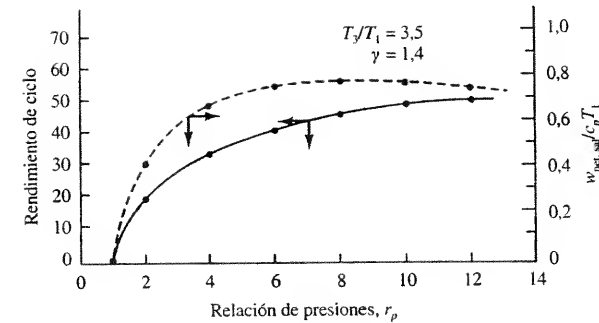


Figura 15.21. Rendimiento de un ciclo Brayton ideal y trabajo neto en función de la relación de presiones.

En el límite cuando r_p aumenta y la temperatura de salida de la cámara de combustión se limita al valor equivalente a T_3 , el trabajo neto tiende a cero. También, cuando r_p disminuye manteniendo T_3 en un valor fijo, el trabajo neto disminuye. Por consiguiente, habrá un valor de r_p (y por tanto de P_2 y T_2) que lleve a un valor máximo del trabajo neto de salida. Este valor máximo en un ciclo Brayton tiene lugar cuando $T_2 = (T_1 T_3)^{1/2}$, con valores constantes de las capacidades térmicas específicas. (La obtención de esta expresión y otras que se verifican cuando el trabajo de salida alcanza su valor máximo se muestra en el Ejemplo 15.6.) La curva continua de la Figura 15.21 muestra la variación del rendimiento térmico con la relación de presiones para $\gamma = 1,4$ y una relación entre la temperatura de entrada a la turbina y la de salida del compresor de 3,5:1. El trabajo neto de salida se muestra con línea discontinua. La representación gráfica del parámetro adimensional $w_{\text{net, sal}}/(c_p T_1)$ muestra un valor máximo del trabajo neto de salida a una presión aproximada de 9:1, y cae muy lentamente a relaciones de presiones más altas.

Determinese (a) la relación de presiones en el compresor y la temperatura de salida del compresor para el trabajo máximo de salida de un ciclo Brayton de aire estándar frío. Después, obténgase una expresión para (b) el rendimiento térmico, y (c) el trabajo neto máximo de salida en función de las temperaturas fijas de entrada del compresor y de la turbina.

Solución

Datos. Un ciclo Brayton de aire estándar frío con temperaturas fijas de entrada al compresor y de entrada a la turbina T_1 y T_3 , y valores variables de T_2 y P_2 , como se muestra en la Figura 15.22.

incógnitas. (a) Ecuaciones para r_p y T_2 , (b) η_t , y (c) $w_{\text{net, sal, max}}$ en función de T_1 y T_3 .

Modelo. Gas ideal, compresor y turbina isoentrópicos, valores constantes de c_p y γ .

Análisis. La resolución incluye maximizar $w_{\text{net, sal}}$ con respecto a la relación de presiones r_p manteniendo constantes las temperaturas T_1 y T_3 . La ecuación de la energía es $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$. Despreciando Δe_c y Δe_p , y suponiendo el aire gas ideal, las ecuaciones para el trabajo neto de salida, el rendimiento térmico y el calor suministrado son

$$w_{\text{net, sal}} = \eta_t q_{\text{sum}}$$

$$\eta_t = 1 - r_p^{1-\gamma/\gamma}$$

$$q_{\text{sum}} = c_p(T_3 - T_2) = c_p(T_3 - r_p^{1-\gamma/\gamma} T_1)$$

EJEMPLO 15.6

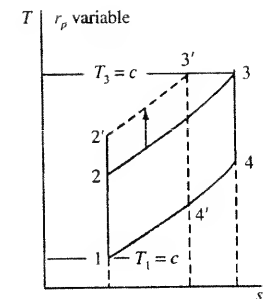


Figura 15.22. Diagrama Ts para desarrollar las expresiones del rendimiento térmico y del trabajo neto máximo del Ejemplo 15.6.

donde $T_2 = T_1 r_p^{(\gamma-1)/\gamma}$ para el proceso de compresión isoentrópica. Sustituyendo las dos últimas ecuaciones en la primera se obtiene

$$w_{\text{net, sal}}/c_p = (1 - r_p^{1-\gamma/\gamma_2})(T_3 - r_p^{(\gamma-1)/\gamma_2}T_1) = [(1 - r_p^{1-\gamma/\gamma_2})T_3 - (r_p^{(\gamma-1)/\gamma_2} - 1)T_1]$$

(a) Para encontrar el máximo, se deriva esta última ecuación con respecto a r_p y se hace igual a cero esa derivada. El resultado es

$$r_p^* = \frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_3}{T_1}\right)^{1/2(\gamma-1)} \quad (\text{trabajo máximo})$$

donde r_p^* es la relación de presiones para la que el trabajo neto de salida es máximo. Se ha hecho notar anteriormente que para el proceso de compresión isoentrópica $r_p = (T_2/T_1)^{\gamma/(\gamma-1)}$. Igualando esta expresión a la de r_p^* obtenida anteriormente, se obtiene que la temperatura de salida del compresor T_2^* para el trabajo máximo es

$$T_2^* = (T_1 T_3)^{1/2} \quad (\text{trabajo máximo})$$

Por tanto, el trabajo máximo se obtiene cuando la temperatura de salida del compresor es la media geométrica entre las temperaturas mínima y máxima del ciclo manteniendo el valor de γ constante.

(b) El rendimiento térmico del ciclo para el trabajo máximo η_t^* se obtiene sustituyendo r_p^* en la ecuación del rendimiento térmico dada anteriormente. Así

$$\eta_t^* = 1 - r_p^{1-\gamma/\gamma_2} = 1 - (T_1/T_3)^{1/2} \quad (\text{trabajo máximo})$$

(c) Por último, sustituyendo el valor de r_p^* obtenido en a en la ecuación de $w_{\text{net, sal}}/c_p$ proporciona

$$w_{\text{net, sal, máx}}/c_p = (T_3^{1/2} - T_1^{1/2})^2$$

Comentario. Cuando $\gamma = 1,4$ para el aire frío, la ecuación de r_p^* resulta $r_p^* = (T_3/T_1)^{5/4}$.

15.6.2. RELACIÓN AIRE-COMBUSTIBLE EN LA CÁMARA DE COMBUSTIÓN

La temperatura máxima permitida de los gases de la combustión en una turbina de gas, debido al límite metalúrgico de los álabes de la turbina, está en el entorno de 1.200-1.500 K (2.200-2.700 °R). Sin embargo, la temperatura de combustión de un combustible hidrocarbonado característico con aire estequiométrico ronda los 2.200-2.500 K (4.000-4.500 °R). La temperatura real de los gases de la combustión se reduce a los límites permitidos mediante una relación alta aire-combustible, comparada con la estequiométrica, en la cámara de combustión. La relación aire-combustible necesaria en una situación determinada puede predecirse a partir del balance energético aplicado a la cámara de combustión.

Escribiendo el balance de energía en régimen estacionario para la combustión adiabática (y variaciones de energía cinética despreciables) por unidad de masa, se obtiene

$$0 = \dot{m}_{\text{comb}} \Delta h_{C, 298}^0 + [\dot{m}(h_T - h_{298})]_{\text{prod}} - [\dot{m}(h_T - h_{298})]_{\text{aire}} - [\dot{m}(h_T - h_{298})]_{\text{comb}}$$

donde $\Delta h_{C, 298}$ es la entalpía de combustión del combustible por unidad de masa. La entrada de aire a la cámara de combustión y la salida de los gases producto se designarán como estados 2 y 3, véase Figura 15.17. Además, debido a la pequeña cantidad de combustible que se añade por unidad de masa de aire, se supone que $\dot{m}_{\text{prod}} = \dot{m}_{\text{aire}}$ y que $h_{\text{prod}} = h_{\text{aire}}$. Como resultado, la ecuación anterior queda

$$0 = \dot{m}_{\text{comb}} \Delta h_{C, 298}^0 + \dot{m}_{\text{aire}}(h_3 - h_{298})_{\text{aire}} - \dot{m}_{\text{aire}}(h_2 - h_{298})_{\text{aire}} - \dot{m}_{\text{comb}}(h_T - h_{298})_{\text{comb}} = \dot{m}_{\text{comb}}(\Delta h_{C, 298}^0 - h_T + h_{298})_{\text{comb}} + \dot{m}_{\text{aire}}(h_3 - h_2)_{\text{aire}}$$

donde h_T es la entalpía del combustible que entra a la temperatura T . Reordenando esta última ecuación

$$\frac{\dot{m}_{\text{aire}}}{\dot{m}_{\text{comb}}} = \frac{[-\Delta h_{C, 298}^0 - (h_T - h_{298})]_{\text{comb}}}{(h_3 - h_2)_{\text{aire}}}$$

Cuando el combustible entra a la cámara de combustión a una temperatura próxima a 25 °C, el término $(h_T - h_{298})_{\text{comb}}$ es despreciable. En este caso la ecuación para la relación aire-combustible requerida se reduce a

$$\frac{\dot{m}_{\text{aire}}}{\dot{m}_{\text{comb}}} = \frac{\Delta h_{C, 298}^0}{h_3 - h_2}$$

Por tanto, el conocimiento de la entalpía de combustión por unidad de masa (o poder calorífico) del combustible y la variación de entalpía del aire al atravesar la cámara de combustión es suficiente para estimar la relación aire-combustible necesaria para mantener la temperatura de salida de los gases de la combustión en un valor predeterminado.

Se debe tener en consideración que en el proceso real existen irreversibilidades en el compresor y en la turbina. El efecto de esas irreversibilidades es disminuir la energía que se introduce en la cámara de combustión y aumentar el calor cedido por el ciclo. El resultado global es una disminución del rendimiento térmico del ciclo.

15.7. EFECTO DE LAS IRREVERSIBILIDADES DEL COMPRESOR Y DE LA TURBINA

Para compresores y turbinas que funcionan casi adiabáticamente, el trabajo isoentrópico asociado a estos dispositivos es un modelo con el que comparar los equipos reales. El comportamiento real de los dispositivos que consumen o producen trabajo y que son esencialmente adiabáticos se describe mediante un rendimiento adiabático (a veces llamado rendimiento de la *primera ley*). En el Apartado 8.2.3 se definió, mediante la Ecuación [8.30], el *rendimiento adiabático de un compresor* η_C como

$$\eta_C \equiv \frac{\text{trabajo isoentrópico suministrado}}{\text{trabajo real suministrado}} = \frac{w_s}{w} = \frac{\dot{W}_s}{\dot{W}} \quad [15.14]$$

Cuando las variaciones de energía cinética y de energía potencial son despreciables, de modo que el balance energético en régimen estacionario se reduce a $w = \Delta h$, entonces la Ecuación [15.14] puede escribirse como

$$\eta_C = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad [15.15]$$

El *rendimiento adiabático de una turbina* η_T se definió en el Apartado 8.2.1 mediante la Ecuación [8.19] como

$$\eta_T = \frac{\text{trabajo real de salida}}{\text{trabajo isoentrópico de salida}} = \frac{w}{w_s} = \frac{\dot{W}}{\dot{W}_s} \quad [15.16]$$

Si se desprecian las variaciones de energía cinética y de energía potencial, los términos de trabajo se pueden evaluar como función de las variaciones de entalpía. Con la notación de la Figura 15.17, el rendimiento adiabático de una turbina puede escribirse como

$$\eta_T = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4s}} \quad [15.17]$$

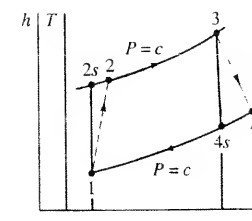


Figura 15.23. Ilustración del efecto de las irreversibilidades del compresor y de la turbina en los diagramas Ts y hs .

donde el estado 4 es el estado real de salida y el estado 4s es el estado de salida después de una expansión isoentrópica.

En el diagrama Ts - hs de la Figura 15.23 se muestra el efecto de las irreversibilidades en el compresor y en la turbina. En un compresor el efecto de las irreversibilidades exige un mayor trabajo de entrada, que se suministra a costa de un menor trabajo de salida de la turbina. Por tanto, un compresor puede consumir en la práctica entre un 40 y un 70 por 100 del trabajo de salida de la turbina. Además, la existencia de una caída de presión en el cambiador de calor (cámara de combustión) donde se suministra la energía tiene una influencia negativa en las actuaciones.

EJEMPLO 15.7

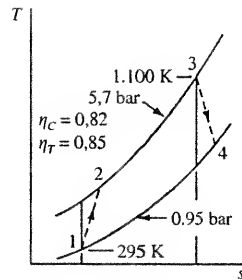


Figura 15.24. Diagrama Ts que muestra los datos del Ejemplo 15.7.

Un ciclo de turbina de gas de aire estándar funciona con aire que entra al compresor a 95 kPa y 22 °C. La relación de presiones es 6:1, y el aire entra a la turbina a 1.100 K. Los rendimientos del compresor y de la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Calcúlese el trabajo y la producción de entropía en (a) el compresor, (b) la turbina, y (c) el rendimiento térmico del ciclo, utilizando de nuevo los datos de la Tabla A.5.

Solución

Datos. Un ciclo de potencia de turbina de gas funciona en las condiciones que se muestran en la Figura 15.24.

Incógnitas. (a) $w_{C,ent}$, $\sigma_{m,C}$, (b) $w_{T,sal}$, $\sigma_{m,T}$, (c) η_t .

Modelo. Corriente estacionaria, ciclo de aire estándar, compresor y turbina irreversibles.

Análisis. El ciclo funciona con las condiciones del Ejemplo 15.5, excepto que ahora el compresor y la turbina son irreversibles. Los valores de gas ideal para los estados a la entrada del compresor y de la turbina son $h_1 = 295,2$ kJ/kg a 22 °C y $h_3 = 1.161,1$ kJ/kg a 1.100 K, respectivamente, y la relación de presiones es 6:1. Los valores de los trabajos isoentrópicos calculados anteriormente son $w_{C,ent,s} = 197,5$ kJ/kg y $w_{T,sal,s} = 454,6$ kJ/kg. Estos valores isoentrópicos se van a utilizar para encontrar los estados reales junto con las definiciones de los rendimientos del compresor y de la turbina.

(a) Para el compresor, en ausencia de efectos de las energías cinética y potencial,

$$\Delta h_C = \frac{\Delta h_{C,s}}{\eta_C} = \frac{197,5}{0,82} = 240,9 \text{ kJ/kg}$$

Como $\Delta h_C = h_2 - h_1$, la entalpía real a la salida del compresor es

$$h_2 = h_1 + \Delta h_C = 240,9 + 295,2 = 536,1 \text{ kJ/kg}$$

De la Tabla A.5, este valor corresponde a una temperatura de salida del compresor de 532 K. Por tanto, las irreversibilidades en el interior del compresor dan como resultado un aumento de temperatura de 42 K sobre la correspondiente a la compresión isoentrópica. La producción de entropía se obtiene a partir del balance de entropía en un volumen de control con una entrada y una salida. Éste toma la forma

$$s_2 - s_1 = \frac{1}{\dot{m}} \left(\sum \frac{\dot{Q}_j}{T_j} \right) + \sigma_{m,vc}$$

Para el compresor, en ausencia de transferencia de calor a través de la superficie de control,

$$\begin{aligned} \sigma_{m,C} &= s_2 - s_1 = s_2^0 - s_1^0 - R \ln \frac{P_2}{P_1} = \\ &= 2,28355 - 1,68515 - \frac{8,314}{29} \ln 6 = 0,0847 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

(b) Para la turbina

$$\Delta h_T = \eta_T \Delta h_{T,s} = 0,85(-454,6) = -386,4 \text{ kJ/kg}$$

Como $\Delta h_T = h_4 - h_3$, la entalpía real a la salida de la turbina es

$$h_4 = h_3 + \Delta h_T = 1.161,1 - 386,4 = 774,7 \text{ kJ/kg}$$

Este valor de h_4 corresponde a una temperatura de 757 K, que está 63 K por encima de la correspondiente a la expansión isoentrópica. La producción de entropía en la turbina adiabática es

$$\begin{aligned} \sigma_{m,T} &= s_4 - s_3 = s_4^0 - s_3^0 - R \ln \frac{P_4}{P_3} = \\ &= 2,65744 - 3,07732 - \frac{8,314}{29} \ln \frac{1}{6} = 0,0938 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

La producción de entropía en el compresor es prácticamente igual a la generada en la turbina.

(c) El rendimiento térmico queda

$$\eta_t = \frac{w_{\text{net, sal}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{C, \text{ent}}}{h_3 - h_2} = \frac{386,4 - 240,9}{1.161,1 - 536,1} = 0,233 \quad (23,3 \text{ por } 100)$$

Comentario. La presencia de irreversibilidades en el interior del compresor y de la turbina ha provocado una disminución del rendimiento térmico desde el 38,5 al 23,3 por 100, que es muy importante. Además, las irreversibilidades han aumentado la relación entre el trabajo del compresor y el trabajo de la turbina (relación de acoplamiento) a 0,62 desde un valor de 0,44 para la corriente isoentrópica. Variaciones relativamente pequeñas en los rendimientos adiabáticos influyen en gran medida en el trabajo de salida y en la relación de acoplamiento del dispositivo.

En la Figura 15.25 se muestra más claramente el efecto de las irreversibilidades en el compresor y la turbina. Esta figura está basada en un ciclo de aire estándar frío con $\gamma = 1,40$ y rendimientos del compresor y de la turbina 0,82 y 0,85, respectivamente. La Figura 15.25a muestra el rendimiento térmico del ciclo irreversible

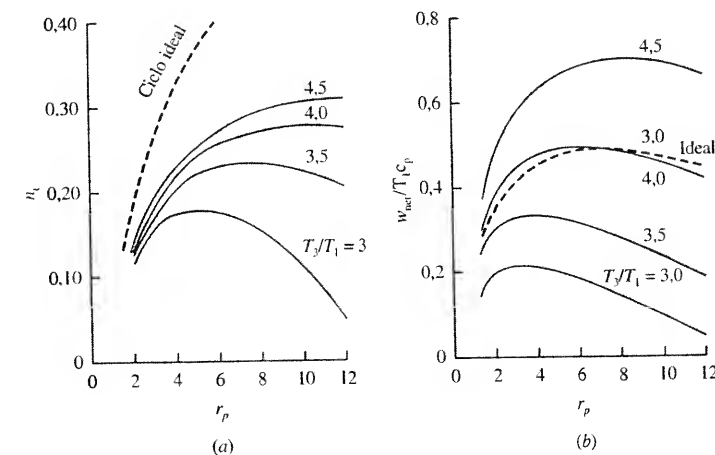


Figura 15.25. Efecto de las irreversibilidades del compresor y de la turbina sobre (a) el rendimiento térmico, y (b) el trabajo neto de salida de un ciclo de potencia de turbina de gas en función de la relación de presiones y del cociente entre las temperaturas de entrada a la turbina y de entrada al compresor. (Los valores se basan en $\gamma = 1,4$, $\eta_C = 0,82$ y $\eta_T = 0,85$).

en función de la relación de presiones y de algunos cocientes entre las temperaturas de entrada a la turbina y de entrada al compresor, T_3/T_1 . A diferencia de la curva de la Figura 15.21 para el ciclo Brayton ideal, estas curvas presentan máximos. Adviértase también que el rendimiento térmico alcanza el máximo a valores mayores de la relación de presiones según aumenta la relación de temperaturas T_3/T_1 . La Figura 15.25b ilustra el efecto de la relación de presiones y del cociente de temperaturas sobre el trabajo neto de salida. Como en la Figura 15.21, el trabajo neto se presenta como un parámetro adimensional $w_{\text{neto, sal}}/(c_p T_1)$. Adviértase de nuevo que el trabajo neto de salida alcanza un máximo a valores más altos de r_p según aumenta el cociente de temperaturas. También se muestra, a efectos comparativos, la curva del trabajo neto de un ciclo ideal para $T_3/T_1 = 3.0$. En este caso, cuando se comparan en la Figura 15.25b las dos curvas de $T_3/T_1 = 3.0$, hay dos hechos que son evidentes. En primer lugar, el trabajo neto alcanza el máximo para valores más bajos de la relación de presiones cuando se tienen en cuenta las irreversibilidades. En segundo lugar, el trabajo neto se reduce drásticamente en todo el intervalo de relación de presiones aun cuando se hayan elegido rendimientos del compresor y de la turbina relativamente altos.

15.8. EL CICLO REGENERATIVO DE LA TURBINA DE GAS

Una manera de modificar el ciclo básico de la turbina de gas con el fin de aumentar el rendimiento térmico se basa en el concepto de regeneración. En muchos casos, la temperatura de salida de la turbina es considerablemente mayor que la de salida del compresor. (Esta diferencia de temperaturas disminuye según aumenta la relación de presiones r_p .) Es posible, pues, precalentar el aire que sale del compresor con energía tomada de los gases de salida de la turbina. Como ahora el aire que entra a la cámara de combustión está a mayor temperatura que sin el proceso de precalentamiento, se deberá inyectar menor cantidad de combustible en la sección de combustión. La transferencia de calor entre las dos corrientes tiene lugar en un cambiador de calor llamado *regenerador* o *recuperador*. En la Figura 15.26a se muestra un diagrama de flujo de un ciclo regenerativo de turbina de gas. Adviértase que T_4 es mayor que T_2 . En el caso ideal se supone que la corriente circula por el regenerador sin fricción, y por tanto la presión se mantiene constante. En esta situación internamente reversible el calor transferido entre las dos corrientes puede representarse mediante áreas en un diagrama Ts . Como el calor transferido desde la corriente de salida de la turbina debe ser igual al calor recibido por la corriente que sale del compresor, el valor de las dos áreas de la Figura 15.26b debe ser el mismo; esto es, $\dot{Q}_{2x} = \dot{Q}_{45}$.

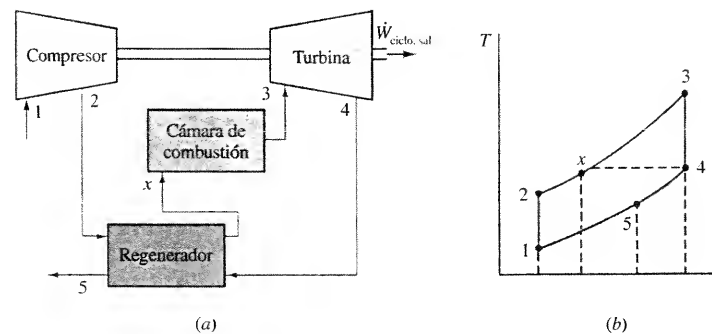


Figura 15.26. Diagrama de flujo y diagrama Ts de un ciclo regenerativo de turbina de gas.

Si el proceso de transferencia de calor en el regenerador fuese ideal, la diferencia de temperaturas entre los dos fluidos se aproximaría a cero en todos los puntos en el interior del cambiador de calor. En este caso sería posible precalentar la corriente de salida del compresor hasta la temperatura de la corriente a la salida de la turbina, y en el diagrama Ts el estado x quedaría sobre la línea horizontal trazada desde el estado 4. Esto es prácticamente imposible, ya que sería necesaria una superficie de transferencia de calor muy grande al tender la diferencia de temperaturas a cero. Como medida de la aproximación de un regenerador real a este comportamiento límite, se define el *rendimiento del regenerador* ϵ_{regen} como el cociente entre el calor real transferido al aire que circula en la zona del compresor del regenerador y el calor máximo que puede transferirse. Esto es,

$$\epsilon_{\text{regen}} \equiv \frac{q_{\text{regen, real}}}{q_{\text{regen, máx}}} = \frac{h_x - h_2}{h_4 - h_2} \quad [15.18]$$

donde la temperatura correspondiente a h_x es algo más baja que la temperatura del estado 4. Cuando hay un regenerador, $q_{\text{sum}} = q_{43} = h_3 - h_x$, y $q_{\text{ced}} = -q_{51} = h_5 - h_1$. Por consiguiente, el rendimiento térmico queda

$$\eta_{\text{t, regen}} = 1 - \frac{h_5 - h_1}{h_3 - h_x} \quad [15.19]$$

Para un ciclo regenerativo que funcione con las hipótesis del ciclo de aire estándar frío, la ecuación anterior queda

$$\eta_{\text{t, regen, frío}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{(\gamma-1)/\gamma} \quad [15.20]$$

y el rendimiento

$$\epsilon_{\text{regen, frío}} = \frac{T_x - T_2}{T_4 - T_2} \quad [15.21]$$

Por tanto, el rendimiento térmico de un ciclo regenerativo de turbina de gas es función no sólo de la relación de presiones, sino también del cociente entre las temperaturas mínima y máxima del ciclo.

La Figura 15.27 ilustra la variación del rendimiento térmico con la relación de presiones y el cociente de temperaturas (T_3/T_1) para un ciclo regenerativo *ideal* de aire estándar frío. También se muestra, a efectos de comparación, la curva del rendimiento de un ciclo Brayton ideal. A diferencia del ciclo Brayton, el rendimiento térmico del ciclo regenerativo *disminuye* al aumentar la relación de presiones para un valor fijo de T_3/T_1 . Esta tendencia puede predecirse a partir de la Ecuación [15.20]. Esta ecuación indica también que la regeneración es más efec-

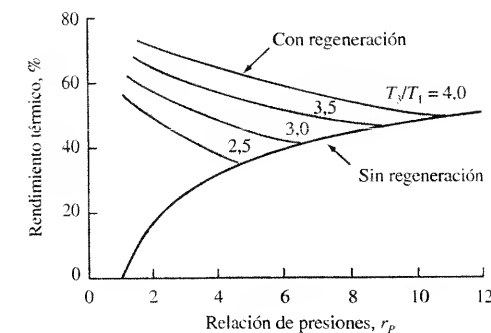


Figura 15.27. Rendimiento térmico del ciclo de turbina de gas en función de la relación de presiones, con $\gamma = 1.4$, con y sin regeneración ideal.

tiva para valores altos del cociente entre las temperaturas máxima y mínima, como se muestra en la Figura 15.27. Para aumentar el rendimiento térmico, el valor de h_x , y por tanto T_x , debería ser lo más alto posible, ya que se reduce el calor suministrado, mientras que el trabajo neto es el mismo. Los valores habituales del rendimiento están comprendidos entre 0,6 y 0,8 para plantas de potencia de turbinas de gas fijas. Incrementar por encima de este intervalo normalmente conduce a costes mayores de los equipos, lo que anula cualquier ventaja de un rendimiento térmico mayor. Además, un rendimiento mayor requiere mayor área de transferencia de calor. Sin embargo, esto lleva a una caída de presión mayor en el regenerador, lo que representa una pérdida en el rendimiento del ciclo. Las caídas de presión debidas al regenerador son un factor importante a la hora de decidir si se añade o no un regenerador.

EJEMPLO 15.8

Un ciclo ideal de turbina de gas de aire estándar funciona con aire que entra al compresor a 95 kPa y 22 °C. La relación de presiones es 6:1, y el aire entra a la turbina a 1.100 K. Teniendo en cuenta que los valores de las capacidades térmicas específicas son variables, determínese la influencia sobre el rendimiento térmico del ciclo si se intercala un regenerador ideal en el ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo ideal de potencia de turbina de gas con un regenerador ideal, como se muestra en la Figura 15.28.

Incógnitas. Comparación del rendimiento térmico con el del ciclo Brayton ideal.

Modelo. Régimen estacionario, compresor y turbina isoentrópicos, aire gas ideal, no hay caída de presión en la cámara de combustión.

Análisis. El ciclo funciona en las condiciones del Ejemplo 15.5, excepto que se ha incluido un regenerador ideal en el ciclo. Los valores de las entalpías a la entrada y salida del compresor y de la turbina son los mismos. Utilizando los símbolos mostrados en la Figura 15.28 se observa que $h_1 = 295,2$, $h_{2s} = 492,7$, $h_3 = 1.161,1$ y $h_4 = 706,5$, todos los valores en kJ/kg. A partir de estos valores, $w_{C,s} = 197,5$ kJ/kg, $w_{T,s} = 454,6$ kJ/kg y $q_{sum} = 668,4$ kJ/kg. En un regenerador ideal la entalpía h_x del fluido que sale del regenerador debe ser igual a h_{4s} . El ahorro en el suministro de calor debido al regenerador es

$$q_{ahorrado} = h_x - h_{2s} = h_{4s} - h_{2s} = 706,5 - 492,7 = 213,8 \text{ kJ/kg}$$

El calor que es necesario suministrar ahora resulta

$$q_{sum, regen} = h_3 - h_x = h_3 - h_4 = 1.161,1 - 706,5 = 454,6 \text{ kJ/kg}$$

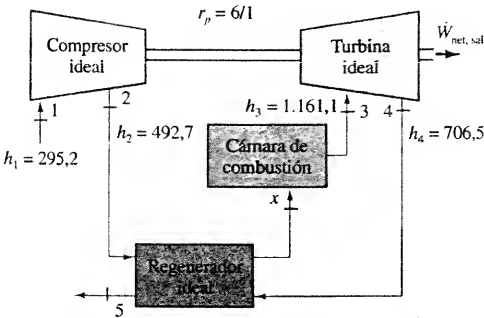


Figura 15.28. Esquema y datos del Ejemplo 15.8.

El tanto por ciento ahorrado respecto al caso de no tener incluido el regenerador es

$$\text{Porcentaje de } q_{ahorrado} = \frac{213,8}{668,4} 100 = 32,0 \text{ por } 100$$

Como la turbina y el compresor son exactamente los mismos que los del Ejemplo 15.5,

$$\eta_t = \frac{w_{neto, sal}}{q_{sum}} = \frac{454,6 - 197,5}{454,6} = \frac{257,1}{454,6} = 0,565 \text{ (56,5 por } 100)$$

Comentario. Esto se compara con un rendimiento del 38,5 por 100 sin regeneración. Por tanto, la influencia de la regeneración sobre el rendimiento térmico es considerable, aunque en los casos reales podría no ser tan grande, debido a que no es posible una regeneración ideal. Además, las irreversibilidades internas y las pérdidas en la transferencia de calor reducen aún más el rendimiento.

EJEMPLO 15.9

En el Ejemplo 15.7, un ciclo de turbina de gas de aire estándar funciona con aire que entra al compresor a 95 bar y 22 °C. La relación de presiones es 6:1, y el aire entra a la turbina a 1.100 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Determínese la influencia sobre el rendimiento térmico si se intercala en el ciclo un regenerador de rendimiento 0,7.

Solución

Datos. Un ciclo de turbina de gas de aire estándar con compresor y turbina irreversibles y un regenerador, con los datos y esquema de la instalación mostrados en la Figura 15.29.

Incógnitas. Influencia de la regeneración sobre el rendimiento térmico al compararlo con el de un ciclo sin regeneración.

Modelo. Régimen estacionario, compresor y turbina irreversibles; aire gas ideal; no hay caída de presión en los cambiadores de calor.

Análisis. En el Ejemplo 15.7, los rendimientos del compresor y de la turbina eran 0,82 y 0,85, respectivamente. Los valores de las entalpías a la entrada y a la salida del compresor y de la turbina son las mismas. Utilizando los símbolos mostrados en la Figura 15.29, se observa que $h_1 = 295,2$, $h_2 = 536,1$, $h_3 = 1.161,1$ y $h_4 = 774,7$, donde todos los valores van expresados en kJ/kg. La Ecuación [15.18] del rendimiento del regenerador permite determinar el calor transferido entre los estados 2 y x:

$$0,70 = \frac{h_x - h_2}{h_4 - h_2} = \frac{h_x - h_2}{774,7 - 536,1}$$

$$h_x - h_2 = 0,7(238,6) = 167,0 \text{ kJ/kg}$$

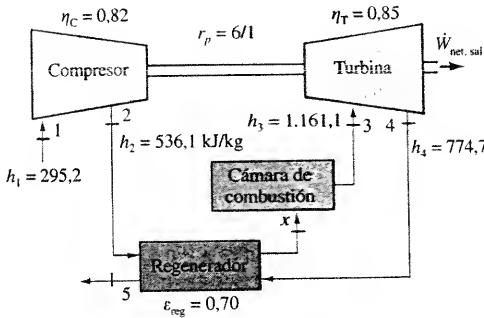


Figura 15.29. Esquema y datos del Ejemplo 15.9.

Esta cantidad representa el calor suministrado que se ahorra debido a la regeneración. Sin ésta, el calor transferido sería

$$q_{\text{sin regen}} = h_3 - h_2 = 1.161,1 - 536,1 = 625,0 \text{ kJ/kg}$$

El porcentaje de calor suministrado que se ahorra con respecto al caso sin regeneración es

$$\text{Porcentaje de } q_{\text{ahorrado}} = \frac{167,0}{625,0} 100 = 26,7 \text{ por } 100$$

Como el trabajo suministrado al compresor y el de salida de la turbina son exactamente los mismos que los del Ejemplo 15.7,

$$\eta_i = \frac{w_{\text{net, sal}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{386,4 - 240,9}{625,0 - 167,0} = \frac{145,5}{458,0} = 0,318 \quad (31,8 \text{ por } 100)$$

Comentario. Esto se compara con un rendimiento del 23,3 por 100 sin regeneración. Es también un valor más real que el 56,5 por 100 obtenido en el Ejemplo 15.8, ya que se han supuesto valores de los rendimientos del compresor y de la turbina, así como del rendimiento del regenerador más razonables.

15.9. PROCESOS DE REFRIGERACIÓN INTERMEDIA Y DE RECALENTAMIENTO

En el apartado anterior se ha presentado el efecto de la regeneración sobre el rendimiento térmico del ciclo de la turbina de gas. La presencia de un regenerador disminuye el calor suministrado al ciclo, mientras que el compresor y la turbina permanecen inalterados. Como se indica mediante la Figura 15.25 y la Ecuación [15.17], la regeneración es más efectiva a bajas relaciones de presiones. Para mejorar aún más el ciclo es necesario analizar métodos que reduzcan el trabajo suministrado al compresor y que aumenten el trabajo de salida de la turbina. Estos métodos incluyen lo que se conoce como refrigeración intermedia (enfriamiento intermedio) y recalentamiento. En este apartado se presenta la teoría general, y en el siguiente la aplicación al ciclo de turbina de gas.

15.9.1. COMPRESIÓN ADIABÁTICA Y COMPRESIÓN ISOTERMA

En los apartados anteriores sobre el ciclo de turbina de gas se suponía que el proceso de compresión era adiabático, aunque hubiera irreversibilidades. El trabajo de compresión en un proceso reversible y en régimen estacionario viene dado por la integral de $v \, dP$. Cuando la compresión es adiabática e internamente reversible, y las capacidades térmicas específicas tienen valores constantes, entonces

$$Pv^\gamma = \text{constante} \quad \text{y} \quad T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} \quad [15.22]$$

En estas condiciones, el trabajo del compresor en régimen estacionario para un proceso con aire estándar frío resulta

$$w_{\text{est}} = c_p RT_1 [(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1] = \frac{\gamma RT_1 [(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1]}{\gamma - 1} \quad (\text{isoentrópico}) \quad [15.23]$$

Otro método de compresión consiste en ceder una cantidad de calor tal que el proceso se aproxime a uno isoterma. En este caso, una expresión para el trabajo en eje en régimen estacionario de un proceso sin fricción es

$$w_{\text{est}} = \int v \, dP = \int \frac{RT}{P} dP = RT \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (\text{isoterma}) \quad [15.24]$$

Aunque el calor transferido no sea despreciable durante el proceso de compresión, se puede retener la forma de las Ecuaciones [15.22] y [15.23] escribiendo la relación Pv de la forma

$$Pv^n = \text{constante} \quad [15.25]$$

que se conoce como *proceso politrópico* (véase el Apartado 2.5, Ejemplo 2.6, y el Apartado 7.6.2). Una relación TP para un proceso politrópico, análoga a la de la Ecuación [15.22] de un proceso isoentrópico, para un gas ideal es

$$TP^{-(n-1)/n} = \text{constante} \quad \text{o} \quad T_2/T_1 = (P_2/P_1)^{(n-1)/n} \quad [15.26]$$

En procesos de compresión con cesión de calor, el valor de n está comprendido entre el valor del comportamiento isoterma y el del comportamiento isoentrópico, esto es, $1 < n < 1,4$. El trabajo de un compresor politrópico está dado en la Ecuación [15.23], si γ se sustituye por n .

En la Figura 15.30 se muestra una comparación del trabajo en eje en régimen estacionario y sin fricción en los tres procesos para una relación de presiones P_2/P_1 fija. Como el área a la izquierda de la curva del proceso es una medida del trabajo en eje en régimen estacionario, el trabajo máximo sin fricción es el de una compresión isoentrópica, cuando $n = \gamma$. Según disminuye el valor de n debido al calor cedido durante la compresión, también disminuye el trabajo necesario. La Figura 15.30 ilustra el simple hecho de que la cesión de calor durante el proceso de compresión mejora las exigencias de suministro de trabajo. Este resultado es igualmente válido tanto para compresores alternativos como para rotatorios (axiales y centrífugos).

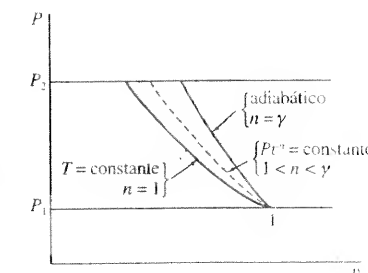


Figura 15.30. Influencia del enfriamiento sobre el trabajo necesario para la compresión en procesos en régimen estacionario entre límites fijos de presión.

Se comprime aire, inicialmente a 300 K, en un compresor cuya relación de presiones es 5:1. Determinese, en un proceso con aire estándar frío, el trabajo necesario, en kJ/kg, si el proceso es (a) isoentrópico con $\gamma = 1,4$, (b) isoterma, y (c) politrópico con $n = 1,3$.

Solución

Datos. Un proceso de compresión en régimen estacionario, según se muestra en la Figura 15.31.

Incógnitas. w_{cjc} para un proceso (a) isoentrópico, (b) isoterma, y (c) politrópico.

Modelo. Proceso en régimen estacionario con aire estándar frío; gas ideal, $\gamma = 1,4$, $n = 1,3$.

Análisis. (a) El trabajo isoentrópico para una gas ideal se obtiene integrando $v \, dP$, donde $Pv^\gamma = \text{constante}$. El resultado es la Ecuación [15.23].

$$w_{\text{est}} = \frac{\gamma RT_1 [(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma} - 1]}{\gamma - 1}$$

Al sustituir los datos se obtiene

$$w_{\text{isoen}} = \frac{1,4(8,314)(300)(5^{0,286} - 1)}{28,97(1,4 - 1)} = 176,0 \text{ kJ/kg}$$

(b) El trabajo isoterma se determina a partir de $\int v \, dP$, donde $Pv = RT$. En este caso

$$w_{\text{isoter}} = RT \ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{8,314(300)}{28,97} \ln 5 = 138,6 \text{ kJ/kg}$$

EJEMPLO 15.10

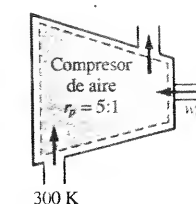


Figura 15.31. Esquema y datos del Ejemplo 15.10.

(c) El trabajo politrópico se obtiene usando la expresión del proceso isentrópico, sin más que reemplazar γ por n . Por tanto

$$w_{\text{poli}} = \frac{nRT_1[(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1]}{n-1} = \frac{1,3(8,314)(300)(5^{0,231} - 1)}{28,97(1,3 - 1)} = 168,0 \text{ kJ/kg}$$

Comentario. El trabajo isentrópico necesario es un 27 por 100 mayor que el trabajo isoterma para el mismo estado inicial y la misma relación global de presiones. Cuando el calor transferido hace que el coeficiente constante de politropía n disminuya hasta 1,3, el trabajo requerido es todavía un 21 por 100 mayor que en el caso isoterma.

15.9.2. COMPRESIÓN MULTIETAPA CON REFRIGERACIÓN INTERMEDIA

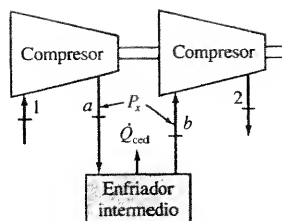


Figura 15.32. Esquema de un compresor de dos etapas con refrigeración intermedia.

Aunque el enfriamiento del gas según pasa a través del compresor tiene sus ventajas teóricas, en muchos casos el flujo de calor a través de la camisa del compresor no es suficiente como para bajar significativamente la temperatura a la salida. Mediante una refrigeración exterior el valor de n sólo se puede reducir a un valor próximo a 1,35. Para alcanzar los máximos beneficios de la refrigeración se utiliza otra combinación llamada *compresión multietaapa con refrigeración intermedia*. Este planteamiento es especialmente efectivo cuando se pretende obtener grandes variaciones de presión. En el método se separan los procesos de suministro de trabajo y de transferencia de calor de manera secuencial. Como se muestra en la Figura 15.32 para dos etapas de compresión, el fluido se comprime previamente hasta una presión intermedia P_x en el estado a , que está situada entre P_1 y P_2 . El fluido pasa después por un cambiador de calor llamado *refrigerador intermedio*. En él el fluido se enfría, transfiriendo calor a presión constante P_x (si se desprecia la fricción), hasta una temperatura más baja, estado b de la figura. En algunos casos esta temperatura más baja puede alcanzar el valor de la temperatura inicial T_1 . A continuación, el fluido pasa por una segunda etapa de compresión, donde la presión se eleva hasta P_2 . Aunque en la Figura 15.32 sólo se muestran dos etapas de compresión, el fluido podría pasar por otro refrigerador intermedio, y después por otra etapa de compresión, hasta que se alcance la presión final. El resultado global es una disminución del trabajo neto necesario para una relación global de presiones dada. La Fotografía 15.2 muestra una aplicación de dos etapas de compresión con refrigeración intermedia para conseguir aire para uso industrial.

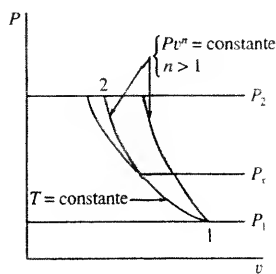
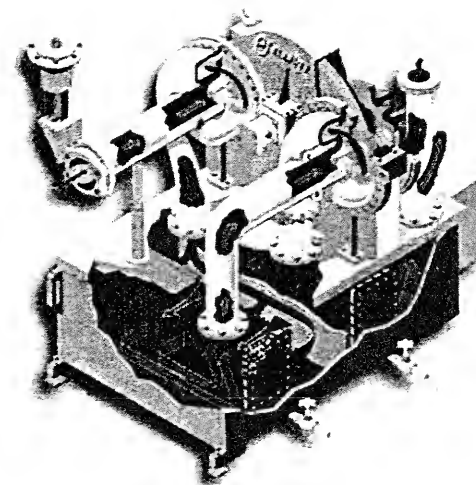


Figura 15.33. Diagrama Pv que ilustra la compresión politrópica en dos etapas con refrigeración intermedia.



Fotografía 15.2. Planta Elliot de aire comprimido que utiliza una compresión en dos etapas con refrigeración intermedia para suministrar aire a un proceso industrial. (Cortesía de Elliot Company.)

El tamaño del área que representa la reducción en el trabajo comunicado depende de dos variables: (1) la temperatura T_b del fluido que sale del refrigerador intermedio, y (2) la presión intermedia P_x . De acuerdo con la Ecuación [15.23], el trabajo del compresor varía directamente con la temperatura de entrada al compresor. Cuando desde el refrigerador intermedio sólo se transfiere calor al entorno a T_1 , entonces es T_1 la temperatura más baja posible a la que puede salir el fluido del refrigerador intermedio en el estado b . Un refrigerador intermedio que disminuye la temperatura del fluido hasta T_1 antes de que éste entre en la segunda etapa se llama *refrigerador intermedio ideal*. Tomando como referencia un refrigerador intermedio ideal, el trabajo total con dos etapas de compresión se obtiene utilizando la Ecuación [15.23] en el caso general de un proceso politrópico. La expresión es

$$w = \frac{nRT_1[(P_2/P_1)^{(n-1)/n} - 1]}{n-1} + \frac{nRT_1[(P_2/P_x)^{(n-1)/n} - 1]}{n-1} \quad [15.27]$$

Para hallar el trabajo total mínimo de compresión, se deriva la ecuación anterior de w con respecto a la variable P_x , y la ecuación resultante se iguala a cero. El trabajo será mínimo cuando las presiones estén relacionadas mediante la expresión

$$P_x = (P_1 P_2)^{1/2} \quad \text{o} \quad \frac{P_x}{P_1} = \frac{P_2}{P_x} \quad [15.28]$$

Si este resultado se sustituye en la Ecuación [15.27], el trabajo en cada etapa es el mismo; esto es, $w_{1x} = w_{x2}$.

15.9.3. TURBINA MULTIETAPA CON RECALENTAMIENTO

A menudo es efectivo usar, junto con el refrigerador intermedio, una turbina también multietaapa. En vez de expansionar directamente en una sola turbina, se

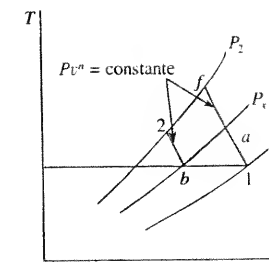


Figura 15.34. Diagrama Ts de una compresión politrópica en dos etapas con refrigeración intermedia.

permite que los gases se expandan sólo parcialmente antes de que vuelvan a otra cámara de combustión, designada como «cámara de combustión para el recalentamiento» en la Figura 15.35. En la cámara de recalentamiento el calor se transfiere idealmente a presión constante hasta que se alcanza la temperatura límite en el estado 5. Después tiene lugar otra expansión hasta alcanzar la presión ambiente en el estado 6 de la figura. En la Figura 15.35 se ilustra también un diagrama Ts con las expansiones isoentrópicas de las dos etapas.

La ecuación de la energía aplicada a una turbina proporciona el trabajo de salida de la turbina como $w_{T, \text{sal}} = -\Delta h \approx -c_{p, m} \Delta T$. Si c_p no fuese función de la temperatura, el escalonamiento de la turbina no incrementaría el trabajo de salida, ya que $c_{p, m} \Delta T$ no variaría con dicho escalonamiento. Sin embargo, c_p es una función con gran dependencia de la temperatura cuando el intervalo de temperatura es grande. Por ejemplo, la Tabla A.4 para el aire indica que c_p crece en torno a un 14 por 100 desde 300 a 1.000 K. Por tanto, es posible obtener un trabajo de turbina mayor si la temperatura media de los gases se toma más alta. Esto se logra con el proceso de recalentamiento. De este análisis queda claro, también, que la temperatura de este recalentamiento, T_5 , debería alcanzar idealmente el valor límite T_3 para obtener el máximo provecho del escalonamiento de la turbina, según se muestra en la Figura 15.35.

Téngase en cuenta que el uso de recalentamiento exige un incremento sustancial del calor transferido al ciclo básico. Sin embargo, la temperatura final de salida de la turbina, T_6 en la figura, está algo por encima de la temperatura de salida de la turbina sin recalentamiento, T_7 . Por consiguiente, el recalentamiento es muy efectivo cuando se utiliza juntamente con la regeneración, ya que la cantidad de calor intercambiado en el regenerador puede aumentarse extremadamente.

Bajo la condición de recalentamiento ideal (T_3 y T_5 son iguales en la Figura 15.35), el trabajo total de salida de las dos etapas depende de la relación de presiones en cada una de las etapas. Análogamente a la compresión en dos etapas con refrigeración intermedia, el trabajo máximo de salida se obtiene derivando la ecuación general del trabajo de las dos etapas. Se aplica de nuevo la Ecuación [15.27], salvo que T_1 se sustituye por T_3 , y ahora la relación de presiones en la ecuación representa las de las dos etapas de turbina. Como la deducción es la misma, la respuesta del trabajo máximo de salida es la misma que la del trabajo mínimo en un compresor de dos etapas. Esto es, la presión intermedia es la media geométrica entre las presiones de entrada y de salida, o lo que es lo mismo, la relación de presiones en cada etapa es la raíz cuadrada de la relación total de presiones. Según la Figura 15.35, el trabajo de salida máximo tendrá lugar cuando $P_4 = P_5 = (P_3 P_6)^{1/2}$ para una expansión en dos etapas con recalentamiento ideal. Por consiguiente, el trabajo de salida en cada etapa será igual en el caso de recalentamiento ideal.

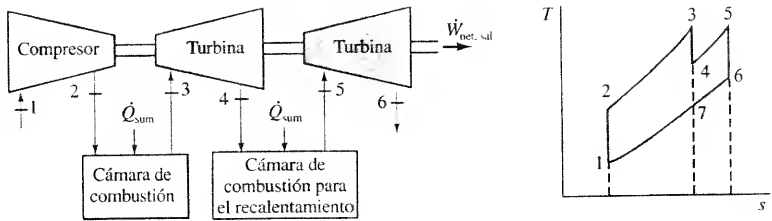


Figura 15.35. Turbina de gas de aire estándar con recalentamiento.

15.10. CICLOS DE TURBINA DE GAS CON REFRIGERACIÓN INTERMEDIA Y RECALENTAMIENTO

Del análisis del apartado anterior resulta evidente que un ciclo de potencia de turbina de gas se mejora al máximo cuando se emplea una combinación de refrigeración intermedia y recalentamiento junto con regeneración, como se muestra en la Figura 15.36a. En cualquier caso, deben considerarse las irreversibilidades en el compresor y en la turbina, así como las pérdidas de presión en la cámara de combustión, etc., a la hora de predecir el comportamiento real del ciclo de la turbina de gas. No obstante, no debe llegarse a la conclusión de que la refrigeración y el recalentamiento intermedios sin regeneración mejoran el rendimiento térmico. De hecho, el efecto de suprimir la regeneración es siempre disminuir el rendimiento térmico, aunque el trabajo neto se incremente. La razón está en que utilizar sólo la refrigeración y el recalentamiento intermedios disminuye la temperatura media a la que el ciclo recibe el calor y aumenta la temperatura media a la cual lo cede. Este argumento puede verse de forma cualitativa en el diagrama Ts de la Figura 15.36b. El fin primordial de la refrigeración y del recalentamiento intermedios es aumentar el uso efectivo del regenerador.

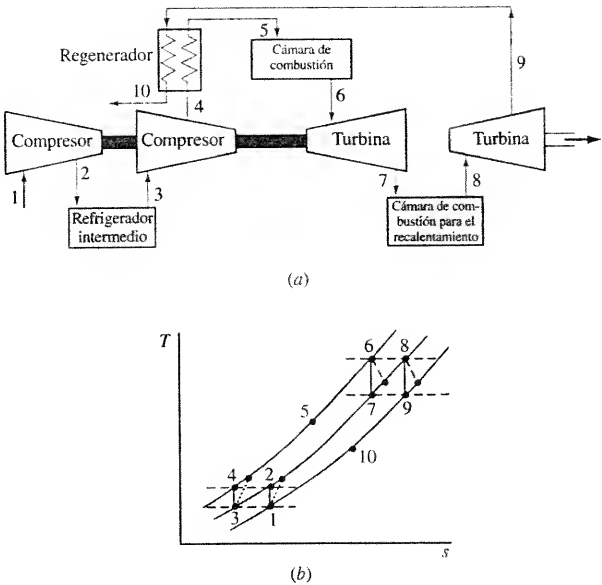


Figura 15.36. (a) Diagrama esquemático de la instalación; (b) diagrama Ts del proceso para un ciclo de potencia de turbina de gas con refrigeración intermedia, recalentamiento y regeneración.

En el Ejemplo 15.9, un ciclo de turbina de gas de aire estándar funciona con aire que entra al compresor a 0.95 bar y 22 °C. La relación de presiones es 6:1, y el aire entra a la turbina a 1.100 K. Los rendimientos térmicos del compresor y de la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente, y el rendimiento del regenerador es 0.7. Se añade ahora al ciclo un refrigerador y una cámara de recalentamiento intermedios. Además, las relaciones de presio-

EJEMPLO 15.11

nes en las dos etapas del compresor y en las dos de la turbina son iguales a las que proporcionan el mínimo trabajo de entrada y el máximo de salida, respectivamente. Determinése (a) el efecto del equipo adicional sobre el rendimiento térmico obtenido sólo con la regeneración, y (b) la producción de entropía en el compresor, turbina y regenerador.

Solución

Datos. Un ciclo de turbina de gas con refrigeración intermedia, recalentamiento y regeneración, cuyo diagrama Ts se muestra en la Figura 15.37.

Incógnitas. (a) Efecto sobre η_t debido a que se ha añadido la refrigeración intermedia y el recalentamiento, y (b) $\sigma_{m,c}$, $\sigma_{m,T}$ y $\sigma_{m,reg}$.

Modelo. El compresor y la turbina son adiabáticos; no existe caída de presión en los cambiadores de calor; el aire se comporta como gas ideal; las capacidades térmicas específicas tienen valores variables.

Análisis. Los valores del problema del Ejemplo 15.9 incluyen:

$$T_1 = T_3 = 295 \text{ K} \quad T_6 = T_8 = 1.100 \text{ K} \quad P_4/P_1 = P_9/P_5 = 6/1$$

$$\eta_C = 0,82 \quad \eta_T = 0,85 \quad \varepsilon_{reg} = 0,70 \quad \eta_{t,reg} = 0,318$$

donde los subíndices numéricos indican el estado en la Figura 15.37.

(a) Para minimizar el trabajo del compresor y maximizar el de la turbina, las relaciones de presiones en cada etapa deben ser iguales. Esto exige que la relación de presiones en cada etapa sea la raíz cuadrada de la relación total de presiones. Como este último valor es 6, la relación en cada etapa (del compresor o de la turbina) es 2,45. A la entrada de la primera etapa del compresor, $h_1 = 295,2 \text{ kJ/kg}$ y $p_{r1} = 1,3068$. La presión relativa a la salida de esta etapa si el flujo fuese isentrópico

$$p_{r2} = p_{r1} \frac{P_2}{P_1} = 1,3068(2,45) = 3,202$$

Interpolando en la Tabla A.5 del aire se obtiene que $h_{2s} = 381,8 \text{ kJ/kg}$ y $T_{2s} = 381 \text{ K}$. La variación de entalpía real en el compresor es

$$\Delta h_C = \frac{\Delta h_{C,s}}{\eta_C} = \frac{381,8 - 295,2}{0,82} = 105,6 \text{ kJ/kg}$$

El trabajo real del compresor, con las dos etapas de compresión, es dos veces este valor, esto es,

$$w_{C,ent} = 2(105,6) = 211,2 \text{ kJ/kg}$$

La entalpía de salida real en el estado 4 (véase la línea de puntos en la Figura 15.35a) del compresor es

$$h_4 = h_3 + \Delta h_C = h_1 + \Delta h_C = 295,2 + 105,6 = 400,8 \text{ kJ/kg}$$

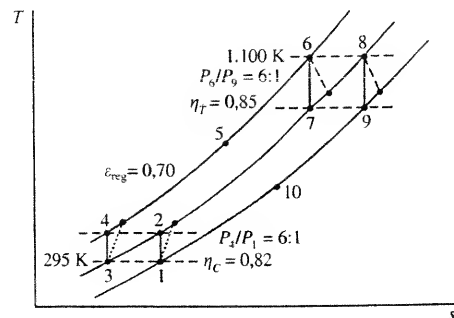


Figura 15.37. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 15.11.

En la primera etapa de la turbina, $h_6 = 1.161,1 \text{ kJ/kg}$, $p_{r6} = 167,1$, y

$$p_{r7} = p_{r6} \left(\frac{P_7}{P_6} \right) = 167,1 \left(\frac{1}{2,45} \right) = 68,2$$

De la Tabla A.5 del aire, $h_{7s} = 907,6 \text{ kJ/kg}$ y $T_{7s} = 877 \text{ K}$. La disminución real de entalpía en la turbina es

$$-\Delta h_T = -\Delta h_{T,\eta_T} = (1.161,1 - 907,6)(0,85) = 253,5(0,85) = 215,5 \text{ kJ/kg}$$

El trabajo de salida de la turbina es dos veces este valor. Por tanto,

$$w_{T,sal} = 2(215,5) = 431,0 \text{ kJ/kg}$$

El valor de la entalpía real en el estado 9 de salida de la turbina es

$$h_9 = h_8 + \Delta h_T = h_6 + \Delta h_T = 1.161,1 - 215,5 = 945,6 \text{ kJ/kg}$$

En el regenerador, $\varepsilon_{reg} = (h_5 - h_4)(h_9 - h_4)$. Por tanto,

$$0,70 = \frac{h_5 - h_4}{945,6 - 400,8}$$

o

$$h_5 - h_4 = q_{ahorrado} = 0,7(544,8) = 381,4 \text{ kJ/kg}$$

El calor que se necesita en la cámara de combustión es

$$\begin{aligned} q_{comb} &= (h_6 - h_5) = (h_6 - h_4) - (h_5 - h_4) = \\ &= (1.161,1 - 400,8) - 381,4 = 378,9 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El calor total suministrado al ciclo, en la cámara de combustión más en la cámara de recalentamiento, es

$$\begin{aligned} q_{sum} &= q_{comb} + h_8 - h_7 = q_{comb} + h_6 - h_7 = \\ &= q_{comb} + w_T = 378,9 + 215,5 = 594,4 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El rendimiento térmico es, pues

$$\eta_t = \frac{w_{T,sal} - w_{C,ent}}{q_{sum}} = \frac{431,0 - 211,1}{594,4} = 0,370 \quad (37,0 \text{ por } 100)$$

(b) La producción de entropía en cada etapa, tanto del compresor como de la turbina, se obtiene a partir de la Ecuación [7.26] para $\dot{\sigma}_{VC}$,

$$\dot{\sigma}_{VC} = \sum_{sal} \dot{m}_s s_s - \sum_{ent} \dot{m}_e s_e - \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j}$$

Tanto el compresor como la turbina son adiabáticos, y \dot{m} es el mismo en cada etapa. Por tanto, la ecuación anterior se reduce a $\sigma_{m,VC} = \Delta s$ por unidad de masa. Además, se supone que el aire se comporta como gas ideal. Así pues, la producción de entropía en cada una de las etapas viene dada por

$$\sigma_{m,VC} = \Delta s = s_{sal}^0 - s_{ent}^0 - R \ln \frac{P_{sal}}{P_{ent}}$$

Como se observa, la evaluación de σ_m depende del conocimiento de los valores de s^0 . Esto a su vez requiere hallar los valores de la entalpía y de la temperatura en los estados 4, 5, 9 y 10.

Recuérdese que $h_4 = 400,8 \text{ kJ/kg}$ a la salida de cada una de las etapas del compresor. En la turbina, $\Delta h_T = -215,5 \text{ kJ/kg}$ en cada etapa. Por tanto,

$$h_7 = h_9 = h_6 + \Delta h_T = 1.161,1 - 215,5 = 945,6 \text{ kJ/kg}$$

Recuérdese también que $h_5 - h_4 = 381,4 \text{ kJ/kg}$. Por tanto, $h_5 = 381,4 + 400,8 = 782,2 \text{ kJ/kg}$. Por último, el estado 10 se obtiene aplicando el balance energético al regenerador. Como el calor suministrado y el trabajo comunicado son cero, y se pueden despreciar Δe_c y Δe_p , la ecuación de la energía en régimen estacionario se reduce a $\sum_{\text{ent}} \dot{m}_e h_e - \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s h_s = 0$. Para el regenerador, esto resulta

$$h_9 - h_{10} = h_5 - h_4 = 381,4 \text{ kJ/kg}$$

Como $h_9 = 945,6 \text{ kJ/kg}$, $h_{10} = 945,6 - 381,4 = 564,2 \text{ kJ/kg}$.

Con esta información sobre los valores de las entalpías, los valores de T y de s^0 se leen directamente en la Tabla A.5. Los resultados son:

$$T_2 = T_4 = 400 \text{ K}, \quad s_2^0 = s_4^0 = 1,99194 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$T_5 = 763,7 \text{ K}, \quad s_5^0 = 2,66697 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$T_7 = T_9 = 911,3 \text{ K}, \quad s_7^0 = s_9^0 = 2,86249 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$T_{10} = 559,1 \text{ K}, \quad s_{10}^0 = 2,33511 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Además, $s_1^0 = 1,68515 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ a 295 K y $s_6^0 = 3,07732 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ a 1.100 K . De acuerdo con estos valores, la producción de entropía total en el compresor y en la turbina es

$$\sigma_{m,c} = 2 \left(1,99194 - 1,68515 - \frac{8,314}{29} \ln 2,45 \right) = 0,0998 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$\sigma_{m,T} = 2 \left(2,86249 - 3,07732 - \frac{8,314}{29} \ln \frac{1}{2,45} \right) = 0,0842 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Por último, en el regenerador hay una transferencia irreversible de calor. La generación de entropía en el regenerador se obtiene también del balance de entropía. El dispositivo es adiabático y los flujos másicos son iguales, por tanto, el balance de entropía puede escribirse como

$$\sigma_{m,\text{reg}} = \dot{m} \dot{s} = (s_5^0 - s_4^0) + (s_{10}^0 - s_9^0)$$

Los términos de presión en la ecuación de Δs para un gas ideal desaparecen, ya que se ha supuesto que no existe pérdida de presión en el interior del regenerador. Sustituyendo los valores apropiados se obtiene

$$\sigma_{m,\text{reg}} = (2,66697 - 1,99194) + (2,33511 - 2,86249) = 0,1477 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Comentario. En comparación con el Ejemplo 15.9, la inclusión en el ciclo de la refrigeración intermedia y el recalentamiento con la regeneración aumentan el rendimiento térmico desde el 31.8 hasta el 37 por 100. Adviértase también que la producción de entropía tanto en el compresor como en la turbina es aproximadamente de un 55 a un 65 por 100 de la generada en el regenerador.

15.11. ANÁLISIS EXERGÉTICO DE UN CICLO DE TURBINA DE GAS

Una función importante de los análisis exergéticos es poner de manifiesto la magnitud de las pérdidas que tienen lugar en los ciclos. De acuerdo con esto, se pueden introducir las mejoras en los ciclos existentes o en los proyectados. En este apartado se analizarán los ciclos de potencia de turbina de gas fijos, primero con las irreversibilidades de la turbina y del compresor, y posteriormente con regeneración.

15.11.1. COMPRESOR Y TURBINA IRREVERSIBLES

En la Figura 15.38 se muestran el esquema de la instalación y el diagrama Ts de un ciclo abierto de turbina de gas. El comportamiento irreversible del compresor y de la turbina se pone de manifiesto con los procesos 1-2 y 3-4 en el diagrama Ts . La ecuación fundamental de la energía para procesos en régimen estacionario es

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Para el compresor, cámara de combustión y turbina, esta ecuación se reduce a

$$w_{C,\text{ent}} = w_{12} = h_2 - h_1 \quad q_{\text{comb}} = q_{23} = h_3 - h_2 \quad w_{T,\text{sal}} = -w_{34} = h_3 - h_4$$

donde se han despreciado las variaciones de energía cinética y de energía potencial. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son

$$\eta_C = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad \text{y} \quad \eta_T = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4s}}$$

donde los estados reales se representan sin subíndice y los estados finales de los procesos isoentrópicos se señalan con el subíndice s . Recuérdese que la exergía de una corriente viene dada por

$$\psi = h - h_0 - T_0(s - s_0) + \frac{V^2}{2} + gz \quad [9.33]$$

En ausencia de los efectos de las energías cinética y potencial, $\Delta\psi = \Delta h - T_0 \Delta s$. El balance general de exergía por unidad de masa para un volumen de control en régimen estacionario es

$$\psi_2 - \psi_1 = \phi_Q + w_{\text{real}} - i_{\text{VC}} \quad [9.36]$$

donde $\phi_Q = \sum q_j (1 - T_0/T_j)$.

De acuerdo con estas ecuaciones, el balance de exergía aplicado al compresor, cámara de combustión y turbina, así como el rendimiento exergético, resulta

$$w_{C,\text{ent}} = w_{12} = (\psi_2 - \psi_1) + i_C \quad (\text{compresor}) \quad [15.29a]$$

$$\sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) = \psi_3 - \psi_2 + i_{\text{comb}} \quad (\text{cámara de combustión}) \quad [15.29b]$$

$$w_{T,\text{sal}} = -w_{34} = \psi_3 - \psi_4 - i_T \quad (\text{turbina}) \quad [15.29c]$$

$$\varepsilon_{\text{ciclo}} = \frac{w_{\text{net,ent}}}{\Delta\psi_{\text{comb}}} = \frac{w_{T,\text{sal}} - w_{C,\text{ent}}}{\psi_3 - \psi_2} \quad [15.29d]$$

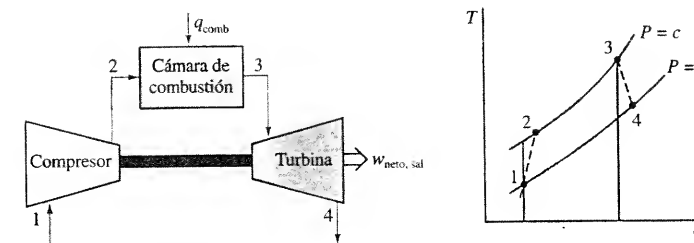


Figura 15.38. Esquema de la instalación y diagrama Ts para el análisis exergético de un ciclo de turbina de gas.

La combustión del combustible y del aire se ha modelado como un suministro de calor a través de las paredes, y, en primera aproximación, se ha despreciado la irreversibilidad en el interior de la cámara de combustión. El uso de estas relaciones se ilustra en el ejemplo siguiente.

EJEMPLO 15.12

Una planta de potencia de turbina de gas irreversible funciona entre unas presiones de 1,0 y 6,0 bar con unas temperaturas de entrada al compresor y a la turbina de 295 y 1.100 K, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son, respectivamente, 0,82 y 0,85. Determinéense los valores de energía, de exergía y la irreversibilidad de los dispositivos del ciclo, en kJ/kg, así como el rendimiento exergético del ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo de potencia de turbina de gas funciona con un compresor y una turbina irreversibles. El esquema se muestra en la Figura 15.39.

Incógnitas. Los valores de energía, exergía, y la irreversibilidad del ciclo.

Modelo. Régimen estacionario; $\eta_c = 0,82$, $\eta_T = 0,85$; se desprecian Δe_c y Δe_p ; $i_{\text{comb}} \approx 0$.

Análisis. En la Tabla 15.1 se resumen los valores de las principales propiedades en los cuatro estados de interés, para $T_0 = 25^\circ\text{C}$ y $P_0 = 1$ bar. La entropía de un gas ideal y la función exergía se han calculado a partir de las relaciones

$$s_s - s_e = s_s^0 - s_e^0 - R \ln (P_s/P_e)$$

$$\psi_s - \psi_e = h_s - h_e - T_0(s_s - s_e)$$

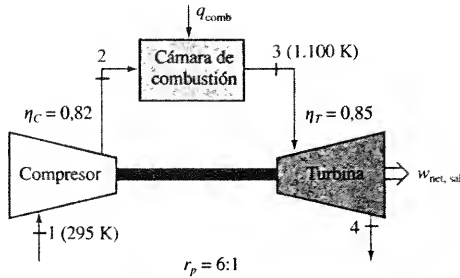


Figura 15.39. Esquema y datos del Ejemplo 15.12.

Tabla 15.1
Valores de propiedades de un ciclo de potencia de turbina de gas irreversible

Estado	T, K	P, bar	h, kJ/kg	s, kJ/kg · K	ψ, kJ/kg
1	295	1,0	295,2	1,6852	0,0
2	532	6,0	536,1	1,7693	216,1
3	1.100	6,0	1.161,1	2,5631	606,9
4	757	1,0	774,7	2,6574	192,7

donde los valores de h y s^0 se han tomado directamente de la Tabla del aire (o véase Ejemplo 15.7), y $\psi_1 = 0$. En el apartado A de Tabla 15.2 se muestra la evaluación de las energías suministradas y obtenidas. Las irreversibilidades en el interior del compresor y de la turbina se han obtenido de $i = T_0 \Delta s$ para dispositivos adiabáticos. El valor de i en la cámara de combustión es cero, ya que se supone una corriente sin fricción.

El análisis energético del apartado A de la Tabla 15.2 contabiliza las entradas y salidas del ciclo. En ella se indica que con los gases de escape de la turbina sale una cantidad importante de energía, y se indica también que el rendimiento de la primera ley es el 23,3 por 100. Sin embargo, no se proporciona información acerca de la influencia de las irreversibilidades o de la pérdida de exergía sobre el comportamiento del ciclo. En el apartado B de esta tabla se muestra la evaluación de la exergía en el ciclo. Los valores son más significativos si se aplican al balance de exergía en régimen estacionario. Escrito en forma de entrada/salida

$$\sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \psi_1 = \psi_4 + (w_{T, \text{sal}} - w_{C, \text{entr}}) + i_C + i_T$$

Sustituyendo los valores se obtiene

$$390,8 + 0 = 192,7 + 145,5 + 24,8 + 27,8$$

El análisis exergético es más revelador que el energético. El suministro de exergía al ciclo de 390,8 kJ/kg aparece en primer lugar como una salida de 192,7 kJ/kg de la turbina, comparada con los 145,5 kJ/kg de trabajo neto obtenido. La destrucción de exergía en el compresor y en la turbina es bastante insignificante, un total de 52,6 kJ/kg. El aumento de exergía de la corriente de salida con respecto a la de entrada es un 49 por 100, y las irreversibilidades son un 13 por 100 de la exergía suministrada a la cámara de combustión.

Tabla 15.2. Evaluación de la energía y la exergía en un ciclo de potencia de turbina de gas irreversible

A. Evaluación de la energía (en kJ/kg)				
Energía suministrada		Energía obtenida		
Aire en el estado 1 (h_1)	295,2	Aire en el estado 4 (h_4)	774,7	
Trabajo del compresor (w_C)	240,9	Trabajo de la turbina (w_T)	386,4	
Calor suministrado (q_{23})	625,0			
Total	1.161,1	Total	1.161,1	
B. Evaluación de la exergía (en kJ/kg)				
Proceso	q	w	$\Delta\psi$ o ψ	i
Compresor	—	240,9	216,1	24,8
Cámara de combustión	625,0	—	390,8	—
Turbina	—	−386,4	−414,2	27,8
Fluido a la entrada	—	—	0,0	—
Fluido a la salida	—	—	−192,7	—
	625,0	−145,5	0,0	52,6

Así pues, en la corriente de salida de la turbina se pierde demasiada capacidad de trabajo. El rendimiento exergético o de la segunda ley para el ciclo, según el criterio de salida deseada/entrada exigida, es

$$\epsilon_{\text{ciclo}} = \frac{w_{\text{net, sal}}}{\Delta\psi_{\text{comb}}} = \frac{145,5}{390,8} = 0,372$$

Sólo aproximadamente un tercio de la exergía suministrada con el calor se transforma en trabajo útil de salida.

15.11.2. CICLO REGENERATIVO CON IRREVERSIBILIDADES

Es bien sabido que el rendimiento térmico de un ciclo de turbina de gas puede aumentarse mediante la inclusión de un regenerador en el ciclo. En la Figura 15.40 se dan un esquema de este proceso y un gráfico en un diagrama *Ts*. La energía «de desecho» que sale de la turbina se utiliza para aumentar la energía y la temperatura de la corriente de salida del compresor antes de que ésta entre a la cámara de combustión. La consiguiente disminución del calor que se debe suministrar a la cámara de combustión, unida a la variación nula del trabajo de salida, podría conducir a un incremento significativo del rendimiento térmico y el rendimiento exergético. Las únicas relaciones adicionales que se precisan son las del rendimiento y del análisis energético, ambas del regenerador. En función de los estados señalados en el gráfico *Ts*, estas relaciones son

$$\eta_{\text{reg}} = \frac{h_1 - h_2}{h_4 - h_2} \quad \text{y} \quad h_1 - h_2 = h_5 - h_6$$

Dado que ϕ_Q y w_{real} son cero y que $\dot{m}_2 = \dot{m}_5$, el balance de exergía para el regenerador es

$$0 = (\psi_2 - \psi_1) + (\psi_4 - \psi_5) - i_{\text{reg}} \tag{15.30}$$

Estas relaciones se aplican en el ejemplo siguiente.

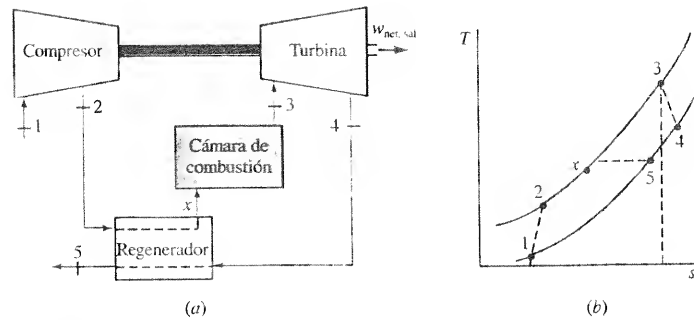


Figura 15.40. Esquema de la instalación y diagrama *Ts* de un ciclo de turbina de gas regenerativo.

Al ciclo analizado en el Ejemplo 15.12 se le añade un regenerador de rendimiento 0,7. Complétese el análisis energético y exergético de este ciclo.

EJEMPLO 15.13

Solución

Datos. Un ciclo de turbina de gas tiene un compresor y una turbina irreversibles y un regenerador de rendimiento 0,7, como se muestra en la Figura 15.41.

Incógnitas. Valores de la energía y de la exergía en el ciclo, y comparar los resultados con los del Ejemplo 15.12.

Modelo. Régimen estacionario, $\eta_C = 0,82$, $\eta_T = 0,85$, $\epsilon_{\text{reg}} = 0,70$; Δe_c y Δe_p despreciables.

Análisis. En la Tabla 15.3 se presenta un resumen de los valores de las propiedades del ciclo. En la Tabla 15.4 se muestran los balances de energía y exergía. El rendimiento térmico es ahora 0,318 frente a 0,233 sin regenerador. También se ha reducido la entalpía de salida desde 774,7 hasta 607,7 kJ/kg, mientras que la temperatura de salida ha bajado desde 757 K hasta 601 K. El análisis de exergía es más revelador. Escribiendo el balance de exergía como entrada = salida,

$$\sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \psi_i = \psi_s + (w_{T, \text{sal}} - w_{C, \text{ent}}) + i_C + i_T + i_{\text{reg}}$$

Sustituyendo los valores

$$304,8 + 0 = 98,6 + 145,5 + 24,8 + 27,8 + 8,1$$

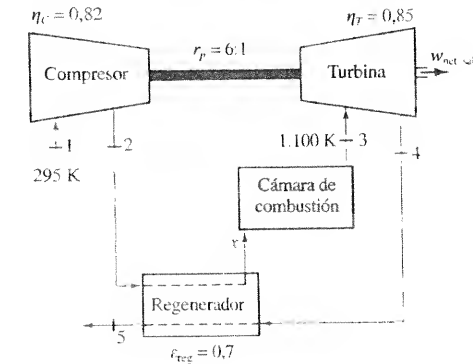


Figura 15.41. Esquema y datos del Ejemplo 15.13.

Tabla 15.3. Valores de las propiedades de un ciclo de turbina de gas regenerativo

Estado	<i>T</i> , K	<i>P</i> , bar	<i>h</i> , kJ/kg	<i>s</i> , kJ/kg · K	<i>ψ</i> , kJ/kg
1	295	1,0	295,2	1,6852	0,0
2	532	6,0	536,1	1,7693	216,1
<i>x</i>	690	6,0	703,1	2,0439	302,1
3	1.100	6,0	1.161,1	2,5631	606,9
4	757	1,0	774,7	2,6574	192,7
5	601	1,0	607,7	2,4101	98,6

Tabla 15.4. Evaluación de la energía y la exergía en un ciclo de potencia regenerativo de turbina de gas

A. Evaluación de la energía (en kJ/kg)				
Energía suministrada		Energía obtenida		
Aire en el estado 1	295,2	Aire en el estado 5	607,7	
Trabajo del compresor	240,9	Trabajo de la turbina	386,4	
Calor suministrado	458,0			
Total	994,1	Total	994,1	

B. Evaluación de la exergía (en kJ/kg)				
Proceso	q	w	Δψ o ψ	i
Compresor	—	240,9	216,1	24,8
Cámara de combustión	458,0	—	304,8	—
Turbina	—	−386,4	−414,2	27,8
Fluido que entra	—	—	0,0	—
Fluido que sale	—	—	−98,6	—
Regenerador	—	—	−8,1	8,1
	458,0	−145,5	0,0	60,7

En este caso, el aumento de la exergía de la corriente de salida con respecto a la de la entrada es sólo el 32 por 100 de la exergía suministrada a la cámara de combustión. Este valor está por debajo del 49 por 100 sin regenerador. Las irreversibilidades del ciclo son el 20 por 100 y el trabajo neto es el 48 por 100 de la exergía suministrada a la cámara de combustión. Este último valor es también el rendimiento exergético del ciclo. Por tanto, con la inclusión del regenerador ha aumentado apreciablemente ϵ , ya que el rendimiento exergético sin regenerador es el 37 por 100.

15.12. TURBINAS DE GAS PARA PROPULSIÓN POR CHORRO

Antes de analizar la aplicación de los ciclos de turbina de gas a la propulsión de aviones es pertinente revisar brevemente los criterios de comportamiento de difusores y toberas expresados en función de su funcionamiento reversible e irreversible.

15.12.1. COMPORTAMIENTO DE DIFUSORES Y TOBERAS

Un difusor desacelera una corriente y aumenta la presión. Si el calor transferido es despreciable, la ecuación de la energía en régimen estacionario $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$ se reduce a

$$\Delta h + \Delta e_c = 0$$

Para simplificar el análisis, en este subapartado se utilizará aire estándar frío. En este caso, la ecuación de la energía se simplifica hasta

$$c_p \Delta T = -\Delta e_c \quad \text{o} \quad c_p(T_2 - T_1) = -\frac{V_2^2 - V_1^2}{2} \quad [a]$$

donde 1 y 2 representan los estados a la entrada y a la salida, respectivamente. Si la velocidad final es pequeña comparada con la inicial, V_1 determina la variación de energía cinética, la cual a su vez determina ΔT . Por tanto, la variación de temperatura y T_2 , para un valor dado de T_1 , son independientes de que haya o no irreversibilidades. La propiedad que sí se ve afectada por las irreversibilidades es la presión. Esto se ve claramente a partir de un análisis del difusor de acuerdo con la segunda ley.

El balance de entropía para un difusor adiabático puede escribirse como

$$\sigma_{m, \text{dif}} = \frac{\dot{\sigma}_{VC}}{\dot{m}} = s_2 - s_1 \quad [b]$$

Recuérdese que para un gas ideal, la variación de entropía puede calcularse utilizando la relación $\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1) - R \ln(P_2/P_1)$, donde c_p es una constante de acuerdo con el modelo de aire estándar frío. Combinando los resultados de estas dos ecuaciones y resolviendo en la relación de presiones real del difusor, P_2/P_1 , se tiene la siguiente relación

$$\ln \frac{P_2}{P_1} = \frac{c_p}{R} \ln \frac{T_2}{T_1} - \frac{\sigma_{m, \text{dif}}}{R} \quad [c]$$

Al estar el cociente de temperaturas T_2/T_1 en el difusor determinado fundamentalmente por el balance energético, esta ecuación muestra claramente que cualquier producción de entropía (irreversibilidad) en el interior del difusor disminuirá la presión de salida. Cuando el proceso es internamente reversible, la relación de presiones resulta $\ln(P_{2s}/P_1) = (c_p/R) \ln(T_2/T_1)$. Haciendo uso de este resultado para eliminar T_2/T_1 en la Ecuación [c] anterior y resolviendo en la relación de presiones real se obtiene una relación entre esa relación real de presiones en el difusor y la ideal una vez especificadas las temperaturas de entrada y de salida:

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_{2s}}{P_1} \exp \left(-\frac{\sigma_{m, \text{dif}}}{R} \right) \quad [d]$$

Este efecto se ilustra en el diagrama Ts de la Figura 15.42. Nótese que valores mayores de s_2 , originados por un aumento de σ_m , llevan a valores más bajos de P_2 , para un valor fijo de T_2 .

Una medida del comportamiento de un difusor en función de los valores de la presión es el *coeficiente de presión* K_p . Para un valor dado de Δe_c en un proceso

$$K_p = \frac{\text{incremento real de presión}}{\text{incremento isoentrópico de presión}} = \frac{P_2 - P_1}{P_{2s} - P_1} \quad [15.31]$$

(Téngase en cuenta que K_p se define a veces de una forma algo distinta. La definición puede exigir que P_{2s} sea la presión que se alcanza isoentrópicamente cuando la energía cinética final sea cero. Esta presión límite, que cae en la vertical sobre P_{2s} en la Figura 15.42 si la energía cinética final no es cero, se conoce como presión de remanso del difusor ideal.)

Una medida apropiada del comportamiento de una tobera es el rendimiento adiabático η_{tob} del dispositivo. Se definió en el Apartado 8.2.2 como

$$\eta_{\text{tob}} = \frac{V_2^2/2 - V_1^2/2}{V_{2s}^2/2 - V_1^2/2} \quad [8.25]$$

Si la velocidad de entrada es despreciable comparada con V_2 y V_{2s} , a la salida, entonces la Ecuación [8.25] anterior puede expresarse también mediante

$$\eta_{\text{tob}} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}} \quad [8.26]$$

Estos criterios de comportamiento de difusores y toberas se usan en el análisis de los ciclos de propulsión por chorro.

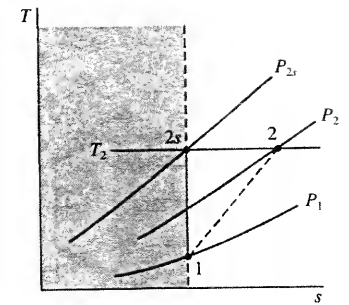
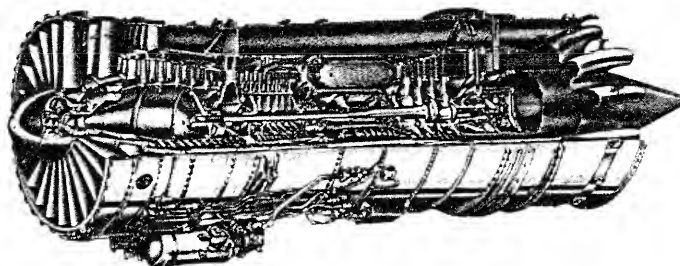


Figura 15.42. Efecto de las irreversibilidades sobre la presión de salida de un difusor.

15.12.2. TURBINAS DE GAS DE MOTORES DE AVIACIÓN

Una de las adaptaciones más útiles del ciclo de potencia de turbina de gas ha sido la propulsión de los aviones. Esto es debido a las favorables relaciones potencia/peso y potencia/volumen de una unidad de turbina de gas. En la Fotografía 15.3 se muestra un ejemplo de un motor de turbina de gas de aviación. El ciclo de una turbina de gas fija estudiado anteriormente y el ciclo de un motor aerorreactor tienen, no obstante, algunas diferencias importantes. Una radica en el funcionamiento del compresor y de la turbina. En un aerorreactor no se requiere un trabajo neto de salida de turbina más allá del necesario para mover el compresor y equipos auxiliares. Por tanto, no existe un eje de salida desde la turbina. Esto se ve en la Figura 15.43, que es un esquema de un aerorreactor. La sección central del motor contiene los tres componentes principales de una unidad de turbina de gas: el compresor, la cámara de combustión y la turbina. Como la necesidad de trabajo de turbina es menor, el gas no se expande hasta la presión ambiente en la turbina. La expansión final tiene lugar en la tobera que va a continuación de la turbina. Aquí el fluido se acelera hasta una velocidad relativamente alta. La relación de presiones P_4/P_5 en la tobera puede alcanzar el valor 2 o mayor. Una tercera diferencia en el funcionamiento es la colocación de un difusor delante del compresor. Su finalidad es frenar el fluido aumentando la presión. Un incremento pequeño de unos pocos decibares (o psi) va acompañado de una disminución en la energía cinética. Este aumento de la presión se conoce como el *efecto de ariete*.

Las características termodinámicas generales de un aerorreactor se muestran en la Figura 15.44 sobre un diagrama Ts . El proceso $y-1$ muestra un aumento de la presión en el difusor debido a la disminución de la energía cinética. Los tres procesos siguientes son los característicos del ciclo de una turbina de gas: el proceso 1-2 es una compresión isentrópica, el proceso 2-3 es un suministro de calor a presión constante y el proceso 3-4 es una expansión isentrópica. Por



Fotografía 15.3. Motor JT80 Pratt & Whitney (14.000 a 17.000 libras-fuerza de empuje). (Cortesía de Pratt & Whitney.)

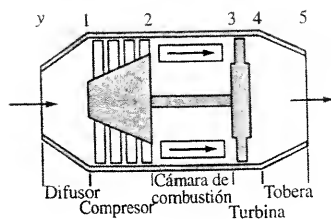


Figura 15.43. Esquema de un aerorreactor.

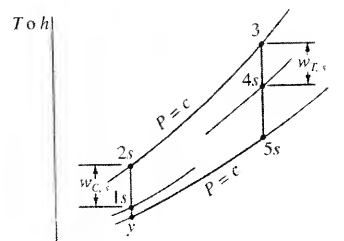


Figura 15.44. Diagrama Ts para un aerorreactor que muestra su comportamiento ideal.

último, el proceso 4-5 muestra una expansión isentrópica en un tobera, donde la disminución de la presión va acompañada de un aumento importante de la energía cinética. Si el diagrama de la Figura 15.44 se considera también como un diagrama hs , entonces la distancia vertical entre los estados 1s y 2s debe ser igual a la distancia vertical entre los estados 3 y 4s, dado que $w_{C, ent, s} = w_{T, sal, s}$.

En comparación con las plantas de potencia de turbina de gas fijas, los aerorreactores funcionan con relaciones de presiones más altas y con temperaturas de entrada a la turbina también más altas. Son corrientes unas relaciones de presiones desde 10:1 hasta 25:1. Las temperaturas de entrada de la turbina están en el intervalo de 1.100 a 1.500 K, o de 2.000 a 2.700 °R. Otras dos aplicaciones del ciclo de turbina de gas a la propulsión de aviones son el *turborreactor de doble flujo* y el *turbohélice*. En el turborreactor de doble flujo, la turbina mueve no sólo el compresor, sino también un conjunto de álabes de un ventilador (fan) de gran diámetro situados delante del compresor. Una gran parte de la corriente total de aire del motor se desvía del compresor y circula exclusivamente a través de los álabes del ventilador (fan). Esta parte de la corriente aumenta el empuje desarrollado por la turbina en el motor principal. En un motor turbohélice no existe cubierta del motor en el exterior por la que pueda circular el aire derivado. Por tanto, los álabes del fan se convierten en una hélice. Esto requiere una turbina grande para mover el compresor y la hélice, y reduce el empuje proporcionado por la tobera. Sin embargo, las hélices son más efectivas que los motores de chorro puros, y la mayor parte del aire circula a través de las hélices. Inicialmente limitados para aviones de baja velocidad y baja altura, se están estudiando nuevos diseños con un consumo de combustible más bajo que los de chorro y con velocidades competitivas. El estudio siguiente cubre el análisis energético básico del ciclo de un aerorreactor.

15.12.3. PARÁMETROS DE COMPORTAMIENTO DEL CICLO DE UN AERORREACTOR

En un ciclo de turbina de gas para aviación se necesita examinar la influencia de la velocidad del aire (relativa al avión) a la entrada (y a la salida) sobre el empuje y sobre el rendimiento propulsivo. El análisis siguiente se basa en un ciclo de aire estándar, de modo que se desprecia el efecto del suministro de combustible sobre los flujos másicos. El *empuje* desarrollado por el motor es la fuerza no equilibrada que actúa para vencer la resistencia al movimiento, conocida como resistencia del fluido. De acuerdo con la segunda ley de Newton, el empuje es igual a la variación con el tiempo de la cantidad de movimiento del aire que circula por el motor. Cuando las presiones a la entrada y a la salida son las mismas, el empuje F desarrollado por el motor es simplemente

$$F = \dot{m}(V_{sal} - V_{ent}) = \dot{m}(V_5 - V_y) \quad [15.32]$$

donde V_5 y V_y son las velocidades del aire relativas al motor.

El *rendimiento propulsivo* η_p es una medida de lo bien que la energía suministrada al ciclo se convierte en potencia útil de empuje para vencer las fuerzas de resistencia. La potencia de empuje viene relacionada con el empuje mediante la relación

$$\dot{W}_{empuje} = FV_y = \dot{m}V_y(V_5 - V_y)$$

La energía suministrada al ciclo en la cámara de combustión es $\dot{Q}_{sum} = \dot{m}(h_3 - h_2)$. Por tanto, una medida del rendimiento propulsivo es

$$\eta_p \equiv \frac{\dot{W}_{empuje}}{\dot{Q}_{sum}} = \frac{V_y(V_5 - V_y)}{h_3 - h_2} \quad [15.33]$$

Esta es una de las posibles medidas del comportamiento del ciclo de un aerorreactor.

15.12.4. ANÁLISIS ENERGÉTICO DE UN CICLO IDEAL DE TURBINA DE GAS PARA AVIACIÓN

El análisis energético de un aerorreactor está basado en el conocimiento de los siguientes datos: la temperatura T_y , presión P_y y velocidad V_y del aire a la entrada; la relación de presiones en el compresor r_p y la temperatura límite de entrada a la turbina T_3 . Los subíndices de los símbolos anteriores están basados en la notación de la Figura 15.43. Se utiliza como modelo un ciclo de aire estándar y la variación de las capacidades térmicas específicas se tiene en cuenta utilizando los datos tabulados del aire. Como hipótesis adicional, se supone que la velocidad de salida del difusor es muy pequeña comparada con el valor que tiene a la entrada, y que la velocidad del gas continúa siendo baja hasta que éste alcanza la salida de la tobera. En ella el fluido se expansiona hasta la presión ambiente.

El análisis numérico real de un ciclo de turbina de gas utilizando datos tabulados sigue el patrón general mostrado en los ejemplos precedentes de este capítulo. Sin embargo, con la inclusión en el ciclo del difusor y de la tobera se hacen necesarios tres comentarios. En primer lugar, el análisis del difusor comienza con un balance de energía. Al haber supuesto que la velocidad V_1 de salida del difusor es despreciable, el balance energético muestra que las condiciones de entrada determinan el valor h_1 de salida, y por ende T_1 , p_{r1} y s_1^0 a la salida del difusor. La presión a la salida P_1 se obtiene, pues, por medio de $P_1 = P_y(p_{r1}/p_{ry})$ o por medio de $s_1^0 - s_y^0 = -R \ln (P_1/P_y)$. En segundo lugar, el análisis de la turbina se modifica respecto a los ejemplos anteriores, ya que la relación de presiones P_3/P_4 en ella es desconocida. No obstante, para el ciclo completo, $w_{T, sal, s} = h_3 - h_{4s} = w_{C, ent, s}$. De esta relación se calcula h_{4s} , y, de la tabla de aire, los valores correspondientes de T_{4s} , p_{r4} y s_4^0 . Como T_3 (la temperatura de entrada a la turbina) es dato, también se conocen p_{r3} y s_3^0 . Por tanto, la presión P_4 de salida de la turbina puede obtenerse ahora utilizando los valores de p_r y s^0 en los estados 3 y 4, como en el cálculo del difusor descrito anteriormente. Por último, como se supone que la presión de salida de la tobera es la presión ambiente, pueden determinarse los valores de p_{r5} o s_5^0 a la salida de la tobera. Esto a su vez determina T_{5s} y h_{5s} . Al ser conocida la variación de entalpía en la tobera en condiciones isoentrópicas, se puede obtener la variación de la energía cinética a partir de la relación energética fundamental $\Delta e_{cs} = -\Delta h_s$, lo que a su vez conduce al valor de V_5 , ya que V_4 se ha supuesto despreciable.

Por tanto, el método para determinar los valores del ciclo de una turbina de gas para aviación no sigue el mismo patrón que el de una unidad de turbina de gas fija. Los ejemplos siguientes ilustran los cálculos numéricos descritos anteriormente para un ciclo reversible de propulsión de turbina de gas. Aunque en los cálculos isoentrópicos pueden utilizarse los valores de p_r o de s^0 , en los ejemplos que siguen sólo se hará uso de los valores de p_r .

EJEMPLO 15.14

Un avión turborreactor vuela a 260 m/s a una altitud de 5.000 m donde la presión atmosférica es 0,60 bar y la temperatura 250 K. La relación de presiones del compresor es 8:1, y la temperatura a la entrada de la turbina es 1.300 K. Suponiendo funcionamiento ideal de los distintos componentes del motor, determínese (a) el trabajo comunicado al compresor, las presiones y temperaturas del ciclo y la velocidad de salida del chorro, y (b) el empuje y el rendimiento propulsivo si el flujo másico es 60 kg/s.

Solución

Datos. Un ciclo ideal de turbina de gas de un aerorreactor, como se muestra en la Figura 15.45.

Incógnitas. (a) Trabajo de compresión, presiones y temperaturas del ciclo y velocidad de salida del chorro, y (b) empuje y rendimiento propulsivo.

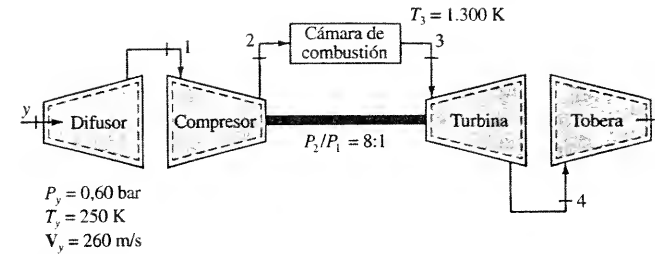


Figura 15.45. Esquema y datos del Ejemplo 15.14.

Modelo. Ciclo de aire estándar; difusor, compresor, turbina y tobera isoentrópicos; no existe caída de presión en la cámara de combustión; aire gas ideal.

Análisis. (a) Los valores que se calculan corresponden a los estados mostrados en la Figura 15.45. En el difusor, proceso y-1, se supone que la velocidad de salida es despreciable comparada con el valor de entrada. A 250 K, de la Tabla A.5, la entalpía es 250,1 kJ/kg, y $p_{ry} = 0,7329$. Para una corriente isoentrópica en el difusor, se obtiene que

$$h_y + \frac{V_y^2}{2} = h_1 + \frac{V_1^2}{2}$$

$$250,1 + \frac{260^2}{2(1.000)} = h_1 + 0$$

$$h_1 = 250,1 + 33,8 = 283,9 \text{ kJ/kg}$$

De la tabla del aire, $T_1 = 284 \text{ K}$ y $p_{r1} = 1,141$. Por tanto

$$P_1 = P_y \frac{p_{r1}}{p_{ry}} = 0,60 \frac{1,141}{0,7329} = 0,934 \text{ bar}$$

Así pues, en el difusor hay un aumento en la presión de 0,33 bar. En el compresor, con $r_p = 8$, $P_2 = 8(0,934) = 7,47 \text{ bar}$. Por tanto,

$$p_{r2} = p_{r1} \frac{P_2}{P_1} = 1,141(8) = 9,13$$

De la Tabla A.5 del aire, $T_{2s} = 511 \text{ K}$ y $h_{2s} = 514,9 \text{ kJ/kg}$. El trabajo de compresión isoentrópico es

$$w_{C, \text{sum}, s} = h_{2s} - h_1 = 514,9 - 283,9 = 231,0 \text{ kJ/kg}$$

En la entrada de la turbina, donde $T_3 = 1.300 \text{ K}$, se obtiene que $h_3 = 1.396,0 \text{ kJ/kg}$ y $p_{r3} = 330,9$. Como el trabajo de salida de la turbina debe ser igual que el trabajo suministrado al compresor, $w_{T, \text{sal}} = h_3 - h_{4s} = w_{C, \text{ent}}$ y

$$h_{4s} = h_3 - w_{C, \text{ent}} = 1.396,0 - 231,0 = 1.165,0 \text{ kJ/kg}$$

Para este valor de la entalpía, la Tabla A.5 muestra que $T_{4s} = 1.102 \text{ K}$ y $p_{r4} = 169,3$. Por tanto

$$P_4 = P_3 \frac{p_{r4}}{p_{r3}} = 7,47 \frac{169,3}{330,9} = 3,82 \text{ bar}$$

Adviértase que la presión de salida de la turbina es considerablemente mayor que la presión atmosférica y, por tanto, en la tobera se tiene una disminución razonablemente grande de la presión. El estado a la salida de la tobera se obtiene a partir de

$$p_{r5} = p_{r4} \frac{P_5}{P_4} = 169,3 \frac{0,60}{3,82} = 26,6$$

Con esta condición, $T_{s_c} = 685$ K y $h_{s_c} = 697,4$ kJ/kg. El balance de energía aplicado a la tobera proporciona, si se desprecia la velocidad a la entrada,

$$h_4 + \frac{V_4^2}{2} = h_5 + \frac{V_5^2}{2}$$

$$(1.165,0 + 0) \text{ kJ/kg} = 697,4 \text{ kJ/kg} + \frac{V_5^2}{2} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{1 \text{ kg} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}}$$

$$V_5 = [2(1.000)(1.165,0 - 687,4)]^{1/2} = 967 \text{ m/s}$$

La velocidad es supersónica, con un número de Mach aproximadamente 1,8. Un cálculo más realista debería incluir los rendimientos del compresor, de la turbina y de la tobera, así como el coeficiente de presión del difusor.

(b) El empuje, dado por la Ecuación [15.32], es

$$F = \dot{m}(V_5 - V_y) = 60 \frac{\text{kg}}{\text{s}} \times (967 - 260) \frac{\text{m}}{\text{s}} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} = 42.420 \text{ N}$$

El rendimiento propulsivo, de acuerdo con la Ecuación [15.33], es

$$\eta_p = \frac{V_y(V_5 - V_y)}{h_3 - h_2} = \frac{260(967 - 260) \text{ m}^2/\text{s}^2}{(1.396,0 - 514,9) \text{ kJ/kg}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}} \times \frac{1 \text{ N} \cdot \text{s}^2}{\text{kg} \cdot \text{m}} = 0,21$$

Esta es la fracción de la energía suministrada que se utiliza para vencer las fuerzas de resistencia aerodinámica.

15.12.5. ANÁLISIS ENERGÉTICO DE UN CICLO NO IDEAL

En la práctica existen irreversibilidades en el interior del aerorreactor. El difusor, el compresor, la turbina y la tobera no son isoentrópicos. Estas irreversibilidades modifican el ciclo básico mostrado en la Figura 15.40, y estas modificaciones se muestran en el diagrama Ts de la Figura 15.46. Debido a que las irreversibilidades no afectan al análisis energético del difusor, los estados 1 y 1s tienen la misma temperatura y la misma entalpía. Sin embargo, el estado 1 está a menor presión que 1s, debido a las irreversibilidades. Para determinar el aumento

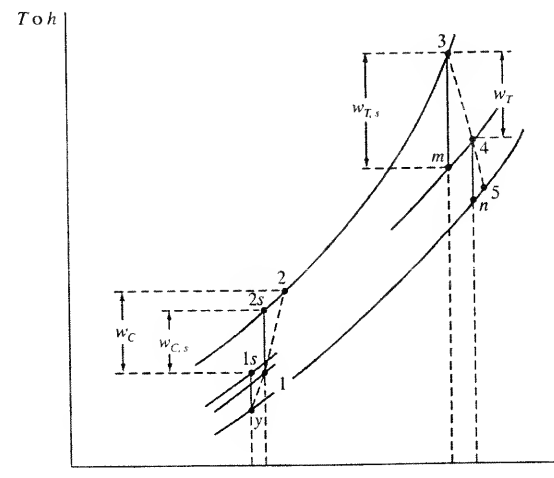


Figura 15.46. Diagramas Ts y hs de un aerorreactor que muestran el funcionamiento irreversible.

de la presión real a través del difusor, y por ende P_1 , se utiliza el coeficiente de presión K_p . El análisis de la turbina está basado en la exigencia de que $w_{T, \text{sal}} = h_3 - h_4 = w_{C, \text{ent}} = h_2 - h_1$ en el caso irreversible. De esta relación se obtiene h_4 , así como el correspondiente valor de T_4 . Al mismo tiempo, $w_{T, \text{sal}, s} = w_{T, \text{sal}}/\eta_T = h_3 - h_m$. La única incógnita en esta expresión es h_m , y su valor permite obtener los valores de T_m , p_m y s_m^0 . Como T_3 (la temperatura de entrada a la turbina) es dato, también se conocen p_{r3} y s_3^0 . Por tanto, la presión $P_m (= P_4)$ de salida isoentrópica de la turbina puede obtenerse ahora utilizando los valores de p_r y s^0 en los estados 3 y 4, como en el cálculo del difusor descrito anteriormente. Por último, del conocimiento de T_4 , P_4 y P_5 , las relaciones isoentrópicas con valores de p_r o de s^0 proporcionan T_5 y, por tanto, h_5 . Al ser conocida la variación de entalpía en la tobera en condiciones isoentrópicas, se puede obtener la variación de la energía cinética a partir de la relación energética fundamental $\Delta e_c = -\Delta h_r$. El rendimiento de la tobera puede utilizarse para evaluar el incremento de energía cinética real y la velocidad de salida real del chorro.

El ejemplo siguiente ilustra los cálculos numéricos descritos anteriormente para un aerorreactor irreversible. De nuevo se hará uso de los datos de p_r en todos los cálculos isoentrópicos.

EJEMPLO 15.15

Repítase el Ejemplo 15.14 con las siguientes condiciones: el aumento real de la presión en el difusor es el 92 por 100 del teórico, el rendimiento del compresor es 0,82, el de la turbina 0,86 y el de la tobera 0,95. Determinése la presión y la temperatura en el ciclo, el trabajo de compresión y la velocidad de salida del chorro, en m/s.

Solución

Datos. Un aerorreactor no ideal con el comportamiento del difusor, turbina y tobera indicadas en la Figura 15.47.

Incógnitas. Trabajo de compresión; presiones y temperaturas en el ciclo; la velocidad de salida del chorro.

Modelo. Ciclo de aire estándar; el difusor, el compresor, la turbina y la tobera son irreversibles, no existe caída de presión en la cámara de combustión; el aire gas ideal.

Análisis. El efecto de las irreversibilidades sobre el ciclo se muestra mediante la línea discontinua en la Figura 15.46. El análisis energético del difusor es el mismo, de modo que $h_1 = h_{1s} = 283,9$ kJ/kg, $T_1 = T_{1s} = 284$ K, $p_{r1} = 1,141$, $P_{1s} = 0,934$ bar y $P_{1s} - P_y = 0,334$ bar, como en el Ejemplo 15.14. Como el coeficiente de presión es ahora 0,92, la Ecuación [15.31] conduce a

$$P_1 = K_p \Delta P_s + P_y = 0,92(0,334) + 0,6 = 0,907 \text{ bar}$$

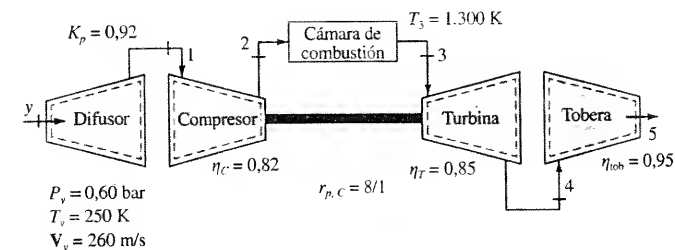


Figura 15.47. Esquema y datos del Ejemplo 15.15.

Para hallar el estado 2 se debe calcular primero el trabajo isentrópico del compresor y después utilizar η_C para corregir el valor. Las propiedades en el estado 2s se obtienen teniendo en cuenta que

$$p_{r2} = p_{r1}(r_p) = 1,141(8) = 9,13$$

De la Tabla A.5, $T_{2s} = 511$ K y $h_{2s} = 514,9$ kJ/kg. Por tanto, el trabajo real del compresor resulta

$$w_{C, \text{ent}} = \frac{w_{C, \text{ent}, s}}{\eta_C} = \frac{514,9 - 283,9}{0,82} = 281,7 \text{ kJ/kg}$$

y

$$h_2 = h_1 + w_C = 283,9 + 281,7 = 565,6 \text{ kJ/kg}$$

Para este valor de la entalpía, $T_2 = 560$ K. La presión en este estado es

$$P_2 = P_1 r_p = 0,907(8) = 7,26 \text{ bar}$$

Las condiciones de entrada en la turbina son $T_3 = 1.300$ K, $h_3 = 1.369,9$ kJ/kg y $P_3 = 7,26$ bar. El estado 4 queda determinado mediante la condición $w_{T, \text{sal}} = w_{C, \text{ent}} = 281,7$ kJ/kg. Por tanto,

$$h_4 = h_3 - w_{T, \text{sal}} = 1.396,0 - 281,7 = 1.114,3 \text{ kJ/kg}$$

Para este valor de la entalpía, $T_4 = 1.060$ K. La presión P_4 se obtiene directamente hallando P_m . (Véase en la Figura 15.46 la posición del estado m .) Las propiedades asociadas con el estado m se obtienen fácilmente advirtiendo que el estado m es el de salida de la turbina si la expansión es isentrópica. Por tanto,

$$h_m = h_3 - \frac{w_{T, \text{sal}}}{\eta_T} = 1.396,0 - \frac{281,7}{0,86} = 1.068,4 \text{ kJ/kg}$$

Para este valor de la entalpía, $T_4 = 1.020$ K y $p_m = 123,4$. Así, para el proceso isentrópico 3- m ,

$$P_m = P_3 \frac{p_m}{p_{r3}} = 7,26 \frac{123,4}{330,9} = 2,71 \text{ bar}$$

Pero los estados m y 4 están en la misma línea de presión. Por tanto, $P_4 = P_m = 2,71$ bar.

Por último, si la tobera fuese isentrópica y la expansión tuviese lugar para un valor de $P_n (= P_3)$ de 0,6 bar (presión ambiente), entonces

$$p_m = p_{r4} \frac{P_3}{P_4} = 143,9 \frac{0,6}{2,71} = 31,86$$

Para este valor de p_m , $T_n = 719$ K y $h_n = 734$ kJ/kg. Haciendo uso del valor 0,95 del rendimiento de la tobera, se obtiene

$$\Delta h_{\text{tob}} = \eta_{\text{tob}} \Delta h_{\text{tob}, s} = 0,95(1.114 - 734) = 361 \text{ kJ/kg}$$

Esta variación real de entalpía es igual a la variación de la energía cinética del fluido al pasar a través de la tobera. Suponiendo que la velocidad de entrada en la tobera V_4 es despreciable, se obtiene que

$$V_{\text{chorro}} = \left[2(361 \text{ kJ/kg}) \times \frac{1 \text{ kg} \cdot \text{m}}{\text{N} \cdot \text{s}^2} \times \frac{1.000 \text{ N} \cdot \text{m}}{1 \text{ kJ}} \right]^{1/2} = 850 \text{ m/s}$$

La temperatura de salida T_5 se obtiene a partir de h_5 :

$$h_5 = h_4 - \Delta h_{\text{tob}} = 1.114 - 361 = 753 \text{ kJ/kg}$$

De la tabla del aire, $T_5 = 737$ K.

15.13. CICLOS DE TURBINA DE GAS DE CICLO CERRADO

El motor moderno de turbina de gas tiene dos aplicaciones principales: como fuente de potencia para la producción de potencia eléctrica cuando se le acopla un generador y como fuente de potencia para la propulsión de aviones. El dispositivo es aplicable también como fuente de potencia para la propulsión de vehículos terrestres tales como automóviles de pasajeros, camiones y trenes. Los fundamentos termodinámicos del ciclo de turbina de gas de aire se han analizado en los Apartados 15.6 a 15.8. El ciclo Brayton puede también utilizarse como sistema de potencia para vehículos espaciales en órbitas en el espacio exterior a la atmósfera. En este caso el sistema de potencia espacial se utiliza para generar potencia eléctrica a bordo de la nave espacial, y no para propulsar el vehículo. Las características principales del ciclo descritas anteriormente se mantienen en las aplicaciones espaciales. Las relaciones de expansión de la turbina suelen estar en el entorno de 2:1 o menores, y las relaciones entre las temperaturas del ciclo (temperatura mínima/temperatura máxima) son del orden de 0,25 a 0,30. Sin embargo, para poder funcionar en el espacio se deben realizar tres modificaciones importantes:

1. El motor debe funcionar en ciclo cerrado, ya que el fluido de trabajo debe conservarse para volver a ser usado. No se dispone de aire como en las aplicaciones terrestres de ciclos abiertos de turbinas de gas.
2. La fuente de calor debe ser de naturaleza distinta a la de los hidrocarburos convencionales que se queman directamente en el ciclo. Esto es necesario, ya que el circuito es cerrado, y por tanto no se permite una acumulación de gases de combustión.
3. La temperatura del gas antes de entrar al compresor del ciclo debe descender hasta su valor inicial. En un ciclo abierto, los gases relativamente calientes son expelidos a la atmósfera, aunque se haya utilizado un regenerador (recuperador) para precalentar los gases entre el compresor y la fuente de calor.

La primera de estas modificaciones, el ciclo cerrado, aumenta la complicación física del sistema. Sin embargo, el funcionamiento en circuito cerrado es ventajoso, ya que permite utilizar fluidos de trabajo que tienen propiedades más convenientes que las del aire. El uso de gases inertes, por ejemplo, reduce el problema de la corrosión. Estudios básicos de turbomáquinas indican que el número de filas de álabes de la turbina disminuye rápidamente según crece la masa molar del fluido de trabajo. Una aplicación que precise de 10 etapas utilizando helio (masa molar 4) necesitará dos utilizando neón (masa molar 20) y una si utiliza argón (masa molar 40). Para gases de masa molar incluso mayores se podría usar una sola etapa con velocidades menores que con el argón, y por tanto, con menores esfuerzos. También crece el diámetro de la turbomáquina al crecer la masa molar del fluido de trabajo. Esto también es una ventaja para las turbomáquinas de relativamente baja potencia utilizadas en aplicaciones espaciales. Para potencias en un intervalo de 10 a 50 kW pueden utilizarse gases que tienen una masa molar entre 40 y 80. Sin embargo, los gases de masa molar alta tienen algunas desventajas. La principal se analizará al presentar la tercera de las modificaciones del sistema básico.

Las fuentes de calor de interés primordial son la radiación solar y los reactores nucleares, aunque los radioisótopos son también una posibilidad. Los reactores nucleares son compactos y no precisan una orientación especial con respecto al espacio, pero pueden ser peligrosos. Una fuente de calor solar no es peligrosa, pero precisa medios especiales de orientación con respecto al sol. Además, re-

quiere un concentrador solar (espejo) relativamente grande con un buen rendimiento del colector. Por ejemplo, para un ciclo de potencia Brayton de 10 kW con una temperatura máxima de 1.100 K (2.000 °R) se necesita un concentrador de 25 ft de diámetro. Independientemente de la fuente de calor que se utilice, éste debe suministrarse al fluido de trabajo por medio de un cambiador de calor. En la Figura 15.48 se muestra este cambiador de calor como «cambiador de calor de la fuente de calor». Obviamente, el regenerador es un segundo cambiador de calor del circuito. Se han construido regeneradores con el argón como fluido de trabajo que tienen un rendimiento del 90 por 100 y una caída de presión del 2 por 100.

La tercera modificación en el sistema de potencia espacial con ciclo Brayton incluye el «cambiador de calor del sumidero de calor» que se muestra en la Figura 15.48. Después de pasar por el regenerador (recuperador), el fluido de trabajo se enfría más al pasar por un tercer cambiador de calor. El calor cedido por el fluido de trabajo a un líquido secundario en el circuito del radiador es posteriormente radiado al espacio. El tamaño del radiador se reduce de forma notable aumentando la temperatura de entrada a la turbina. Este tercer proceso de intercambio de calor reduce la temperatura del fluido de trabajo primario hasta el valor requerido a la entrada del compresor.

Ya se ha mencionado que los gases de masa molar elevada (masa molar mayor que la del aire) poseen propiedades favorables para el diseño de turbomáquinas. Por desgracia, el valor de la conductividad térmica de un gas disminuye rápidamente al aumentar su masa molar. La conductividad térmica del criptón (masa molar 83) es aproximadamente un quinceavo de la del helio (masa molar 4). Esto implica una drástica penalización en el tamaño del cambiador de calor. Recuérdese, a partir de la Figura 15.48, que el fluido de trabajo pasa por tres cambiadores de calor distintos. Un cambiador de calor diseñado para criptón puede tener un tamaño diez veces mayor que otro diseñado para helio. El aumento de peso y de volumen sugiere que en la elección del fluido de trabajo existe un compromiso entre las necesidades de la turbomáquina y las de los cambiadores de calor. Una característica interesante en diseños de ingeniería es que los beneficios de una masa molar alta en el diseño de la turbomáquina pueden lograrse de una manera sutil, sin sacrificar el tamaño del cambiador de calor. Esto se consigue utilizando una mezcla de gases inertes, en vez de un gas puro. Por ejemplo, se pueden mezclar helio y criptón para dar un gas que tenga la misma masa molar que el argón. Sin embargo, la conductividad térmica media de la mezcla se ha incrementado en gran medida por la presencia del helio. El resultado es una reducción del tamaño del cambiador de calor de aproximadamente la mitad del que utiliza argón puro.

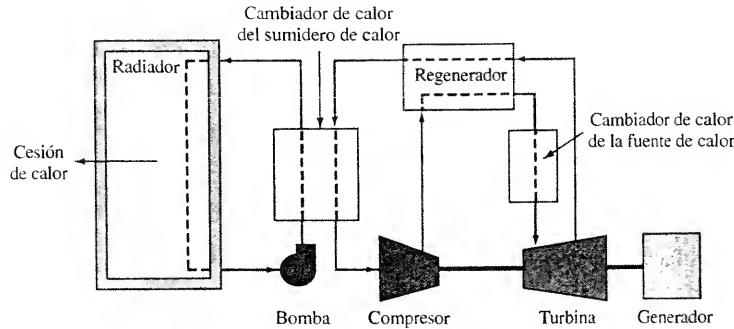


Figura 15.48. Sistema de potencia espacial de turbina de gas.

15.14. LOS CICLOS ERICSSON Y STIRLING

El rendimiento térmico máximo de cualquier motor que funcione entre dos fuentes térmicas a T_A y T_B es el rendimiento de Carnot dado por $\eta_{\text{Carnot}} = 1 - (T_B/T_A)$. En el Apartado 8.3 se analizó un motor de Carnot que funciona entre estas temperaturas. Existen otros dos ciclos teóricos que tienen este rendimiento, pero que, físicamente, funcionan de manera diferente a un motor de Carnot.

15.14.1. EL CICLO ERICSSON

En el Apartado 15.10 se demostró que el efecto combinado de la refrigeración intermedia, el recalentamiento y la regeneración era un aumento del rendimiento térmico de un ciclo de potencia de turbina de gas. Es interesante examinar la situación en la que el número de etapas tanto de la refrigeración intermedia como del recalentamiento intermedio se hace infinitamente grande. En este caso los procesos de compresión y expansión isoentrópicos se transforman en procesos isotermos. Esto es, con un número infinitamente grande de etapas, el ciclo puede representarse mediante dos procesos a temperatura constante y dos procesos a presión constante con regeneración. Este ciclo recibe el nombre de *ciclo Ericsson*.

La Figura 15.49 muestra los diagramas Pv y Ts del ciclo y un diagrama esquemático del motor Ericsson que funciona en régimen estacionario. El fluido se expande de forma isoterma en la turbina desde el estado 1 al 2. Se produce trabajo, y se suministra calor al ciclo de forma reversible desde una fuente térmica a T_A . Después el fluido se enfría a presión constante en un regenerador (cambiador de calor). Desde el estado 3 al 4, el fluido se comprime de forma isoterma. Esto exige suministrar trabajo y ceder calor a una fuente térmica a temperatura T_B . Por último, se eleva la temperatura del fluido, a presión constante, hasta el valor del estado inicial haciendo circular el fluido a contracorriente

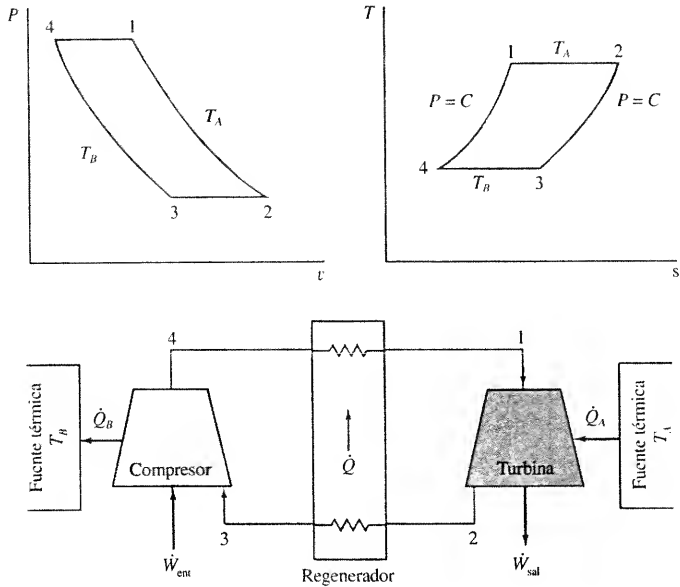


Figura 15.49. Diagramas Pv y Ts y esquema característicos del ciclo Ericsson.

en el regenerador y recibiendo el calor cedido en el regenerador durante el proceso de enfriamiento a presión constante. De esta forma la diferencia de temperaturas en el cambiador de calor es infinitesimal a lo largo del mismo, como exige la transferencia de calor reversible. El regenerador de nuevo juega el papel de unidad de almacenamiento de energía dentro del sistema. En un ciclo completo, la energía neta almacenada es cero. Esto exige que el área bajo la curva 4-1 en el diagrama Ts de la Figura 15.49 sea igual al área bajo la curva 2-3.

Como el único calor exterior transferido es el de las fuentes, y como todos los procesos se han descrito reversibles, el rendimiento térmico del ciclo Ericsson es igual al de Carnot, dado por $1 - T_B/T_A$. El primitivo motor construido por Ericsson (1803-1889) no fue un dispositivo de flujo, pero el ciclo termodinámico es el mismo que el del dispositivo de flujo en régimen estacionario descrito anteriormente. Sin embargo, este diseño es poco práctico en lo que se refiere a la refrigeración y el recalentamiento intermedios, ya que el coste y tamaño requeridos lo hacen prohibitivo.

15.14.2. EL CICLO STIRLING

Aunque el ciclo Ericsson es poco práctico, demuestra cómo puede colocarse un regenerador en un ciclo para aumentar el rendimiento térmico. Otro ciclo teórico de mayor importancia práctica que incorpora un regenerador en el esquema básico es el *ciclo Stirling*. Propuesto por Robert Stirling (1790-1878), el ciclo Stirling se compone de dos procesos reversibles isotermos y dos procesos reversibles a volumen constante. En la Figura 15.50 se muestran los diagramas Pv y Ts del ciclo.

Desde un estado inicial 1, el gas se expande de forma isoterma hasta el estado 2, recibiendo calor reversiblemente de una fuente térmica a T_A . Desde el estado 2 al 3 se extrae calor a volumen constante hasta que la temperatura del fluido alcanza el valor T_B . Después se reduce el volumen de forma isoterma hasta que alcanza su valor inicial, cediendo calor reversiblemente a una segunda fuente térmica a T_B . Por último, se suministra calor a volumen constante desde el estado 4 al estado 1. El ciclo funcionaría entre dos fuentes térmicas a temperatura fija si el calor transferido en los procesos 2-3 y 4-1 permaneciese dentro del sistema. La aplicación del balance de energía al sistema cerrado para estos dos procesos muestra que las dos cantidades de calor transferidas tienen la misma magnitud. Esto se ilustra mediante las áreas sombreadas bajo las curvas 4-1 y 2-3 en el diagrama Ts . Lo que se necesita es simplemente un medio de almacenar el calor cedido en el proceso 2-3 y después suministrar la misma cantidad de calor al fluido de trabajo durante el proceso 4-1. Esta necesidad de almacenamiento de calor dentro del sistema requiere el uso de un regenerador. Así, el único calor exterior al sistema durante cada ciclo Stirling es el calor intercambiado con las dos fuentes térmicas a temperatura fija. Como resultado, el rendimiento térmico de un ciclo Stirling será igual a un ciclo de Carnot funcionando entre las mismas temperaturas.

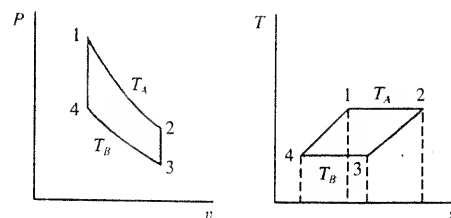


Figura 15.50. Diagramas Pv y Ts del ciclo Stirling.

Durante muchos años, el ciclo Stirling sólo tuvo un interés teórico. Sin embargo, desde principios de los 50 se ha realizado un considerable trabajo para desarrollar un motor práctico que funcione según un ciclo Stirling. Aunque iguala al de Carnot en el rendimiento térmico, es difícil construir un motor Stirling sin introducir algunas desventajas inherentes. Por ejemplo, el motor Stirling funciona a presiones muy altas, y los fluidos de trabajo más apropiados son el helio y el hidrógeno. Su relación peso/potencia no es demasiado favorable, excepto quizá para vehículos grandes, como camiones y autobuses. También trae problemas la alta temperatura del ciclo, ya que los émbolos no están lubricados para evitar el ensuciamiento del regenerador. No obstante, la principal ventaja del motor Stirling es la excelente calidad de sus emisiones. Este motor es un «motor de combustión externa», como opuesto al tipo común de combustión interna de uso en automoción. Por tanto, el proceso de combustión es mucho más completo que en los de combustión interna en lo que se refiere al contenido de dióxido de carbono, hidrocarburos y óxidos de nitrógeno en los gases de salida. Otras ventajas de los motores Stirling son su funcionamiento relativamente silencioso, fiabilidad y larga duración, así como la capacidad de utilizar varios combustibles.

En todo el mundo se siguen realizando trabajos de investigación y desarrollo sobre un motor práctico Stirling. El ciclo Stirling tiene algunas ventajas inherentes cuando funciona en sentido inverso, de modo que produce un efecto de refrigeración. Las máquinas frigoríficas Stirling son particularmente efectivas para conseguir temperaturas en el intervalo de $-100\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ ($-150\text{ }^{\circ}\text{F}$ a $-330\text{ }^{\circ}\text{F}$). En el Apartado 17.7 se da un análisis del ciclo Stirling como método de refrigeración.

15.15. RESUMEN

En el análisis introductorio de los dispositivos cíclicos utilizados en la producción de potencia se usa frecuentemente el ciclo de aire estándar. Un ciclo de aire estándar frío usa valores constantes de c_p , c_v y γ , y esos valores están medidos a la temperatura ambiente. El fluido de trabajo de un ciclo de aire estándar es únicamente el aire, siendo sustituido el proceso de combustión por un suministro de calor desde una fuente exterior.

En los dispositivos de potencia alternativos, la *relación de compresión* es

$$r = \frac{V_{\text{PMI}}}{V_{\text{PMS}}} = \frac{\text{volumen muerto} + \text{cilindrada}}{\text{volumen muerto}}$$

La *presión media efectiva* (PME) viene definida por la relación

$$W_{\text{ciclo}} = (\text{PME})(\text{cilindrada})$$

Donde W_{ciclo} es el trabajo neto de salida (obtenido).

El ciclo teórico usado para analizar los motores de ignición forzada (o de encendido provocado) es el *ciclo Otto*. La compresión y la expansión son isentrópicas, y el suministro de calor tiene lugar a volumen constante. Para un ciclo de aire estándar frío

$$\eta_{\text{Otto}} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}}$$

mientras que para valores variables de las capacidades térmicas

$$\eta_{\text{Otto}} = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{u_4 - u_1}{u_3 - u_2}$$

donde u_2 y u_4 se obtienen a partir de los valores de v_r . Para motores de encendido por compresión (o de ignición espontánea), el modelo es el *ciclo Diesel*. Para el ciclo de aire estándar frío

$$\eta_{t, \text{Diesel}} = 1 - \frac{1}{r^{\gamma-1}} \left[\frac{r_c^{\gamma-1}}{\gamma(r_c - 1)} \right]$$

donde r_c es la *relación de corte*. Cuando se consideran valores variables de las capacidades térmicas específicas,

$$\eta_{t, \text{Diesel}} = 1 - \frac{q_{\text{ced}}}{q_{\text{sum}}} = 1 - \frac{u_4 - u_1}{h_3 - h_2}$$

ya que en este caso el suministro de calor se realiza a presión constante, y la cesión a volumen constante. El *ciclo dual* es otro modelo para los motores de ignición espontánea. En este modelo el suministro de calor se realiza en dos procesos: uno a volumen constante seguido de otro a presión constante.

Un ciclo simple de potencia de turbina de gas se modela mediante el *ciclo Brayton*. El compresor y la turbina se consideran isoentrópicas, y el calor se suministra a presión constante. El rendimiento térmico de un ciclo Brayton de aire estándar frío es

$$\eta_{t, \text{Brayton}} = 1 - \frac{1}{r_p^{(\gamma-1)/\gamma}}$$

donde r_p es el coeficiente global de presiones. El trabajo máximo de salida de un ciclo Brayton ideal tiene lugar cuando $T_2 = (T_1 T_3)^{1/2}$. El rendimiento térmico del ciclo básico de turbina de gas aumenta con la regeneración. Para un ciclo de aire frío con regeneración

$$\eta_{t, \text{reg. frío}} = 1 - \frac{T_1}{T_3} r_p^{(\gamma-1)/\gamma}$$

donde T_1 y T_3 son las temperaturas de entrada al compresor y a la turbina, respectivamente. Los procesos de compresión y expansión se mejoran mediante etapas con refrigeración intermedia y recalentamiento. Para dos etapas de compresión con un refrigerador intermedio ideal, la presión intermedia óptima es la media geométrica de las presiones de entrada y salida. La refrigeración y el recalentamiento intermedios sólo son efectivos cuando se utilizan juntamente con la regeneración.

Cuando se añaden un difusor o una tobera a un ciclo simple de turbina de gas, el dispositivo resultante es un aerorreactor para la propulsión de aviones. El difusor frena la corriente de aire aumentando la presión a la entrada al compresor. En un aerorreactor el trabajo de la turbina es igual al trabajo que consume el compresor. El empuje del motor se produce expansionando los gases de salida de la turbina en una tobera para producir una velocidad alta de salida.

PROBLEMAS

- 15.1. Un ciclo de Carnot de aire estándar cede una cantidad de calor de 100 kJ/kg a un sumidero de calor que se encuentra a 300 K. Las presiones mínima y máxima en el ciclo cerrado son 0,10 y 17,4 MPa, respectivamente. Utilizando la tabla del aire, obténgase (a) la presión al final de la compresión isoterma, (b) la temperatura de la fuente térmica que suministra el calor, en kelvin, (c) los volúmenes específicos después de las compresiones isoterma e isoentrópica, ambos en m³/kg, (d) el rendimiento térmico, (e) la relación de compresión, y (f) la presión media efectiva para el dispositivo alternativo.

- 15.2. Un ciclo de Carnot de aire estándar de un sistema cerrado recibe 150 kJ/kg en forma de calor desde una fuente térmica a 960 K. Las presiones mínima y máxima del ciclo son 1 y 69,3 bar, respectivamente. Utilizando la tabla del aire, determínese (a) la presión después del suministro de calor a temperatura constante, (b) la temperatura a la que se cede el calor, en kelvin, (c) los volúmenes específicos, en m³/kg, después del suministro de calor a temperatura constante y después de la expansión isoentrópica, (d) el rendimiento térmico, (e) la relación de compresión, y (f) la presión media efectiva, en bar.
- 15.3. El calor suministrado a un ciclo de Carnot de aire estándar que funciona entre 300 K y 1.100 K es 150 kJ/kg. La presión mínima del ciclo es 1 bar. Determínese (a) la presión máxima del ciclo, (b) la presión, en bar, después de la compresión isoterma del sistema cerrado, (c) la relación de compresión, y (d) la presión media efectiva, en bar.
- 15.4. Un motor térmico de Carnot que produce un trabajo de 10 kJ en cada ciclo tiene un rendimiento térmico de 0,5. El fluido de trabajo es una masa de 0,40 kg de aire, y la presión y el volumen al comienzo de la expansión isoterma son 8 bar y 0,119 m³, respectivamente. Obténgase (a) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en kelvin, (b) el calor y el trabajo en cada uno de los cuatro procesos, en kJ/ciclo, (c) el volumen al final de la expansión isoterma y al final de la expansión isoentrópica, en m³, (d) la relación de compresión, y (e) la presión media efectiva para el dispositivo alternativo, en bar.
- 15.5. El fluido de trabajo de un motor térmico de Carnot es una masa de 0,010 kg de nitrógeno. Durante el proceso de cesión de calor a una temperatura constante de 350 K el volumen disminuye hasta la mitad. La temperatura de la fuente térmica de alta es 800 K, la presión mínima del ciclo es 1 bar y el volumen después del suministro de calor a temperatura constante es 0,50 L. Determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el calor cedido en kJ, (c) la presión máxima del ciclo en bar, (d) la relación de compresión, y (e) la presión media efectiva, en bar.
- 15.61. Un ciclo de Carnot de aire estándar de un sistema cerrado recibe 100 Btu/lb_m en forma de calor desde una fuente térmica a 1.200 °R. Las presiones mínima y máxima del ciclo son 1 y 88 atm, respectivamente. Utilizando la tabla del aire, determínese (a) la presión después del suministro de calor a temperatura constante, (b) la temperatura a la que el ciclo cede el calor, en grados Rankine, (c) los volúmenes específicos, en ft³/lb_m, después del suministro de calor a temperatura constante y después de la expansión isoentrópica, (d) el rendimiento térmico, (e) la relación de compresión, y (f) la presión media efectiva, en psi.
- 15.71. El calor suministrado a un ciclo de Carnot de aire estándar que funciona entre 540 y 2.000 °R es 70 Btu/lb_m. La presión mínima del ciclo es 1 atm. Determínese (a) la presión máxima del ciclo, (b) la presión después de la compresión isoterma del sistema cerrado, (c) la relación de compresión, y (d) la presión media efectiva, en psi.
- 15.81. Un motor térmico de Carnot que produce un trabajo de 10 Btu por cada ciclo tiene un rendimiento térmico de 0,5. El fluido de trabajo es una masa de 1,0 lb_m de aire, y la presión y el volumen al comienzo de la expansión isoterma son 100 psia y 4,0 ft³, respectivamente. Obténgase (a) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Rankine, (b) el calor y el trabajo en cada uno de los cuatro procesos, en

Btu/ciclo, (c) el volumen al final de la expansión isoterma y al final de la expansión isoentrópica, en ft^3 , (d) la relación de compresión, y (e) la presión media efectiva para el dispositivo alternativo, en psi.

CICLOS OTTO, DIESEL Y DUAL

- 15.9. La relación de compresión de un ciclo Otto es 8:1. Antes de comenzar la carrera de compresión en el ciclo la presión es 0,98 bar y la temperatura 27 °C. El calor suministrado al aire en cada ciclo es 1.430 kJ/kg. Utilizando los datos de la Tabla A.5, determínese (a) la presión y la temperatura al final de cada proceso del ciclo, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva, en bar, y (d) el flujo volumétrico de aire, en m^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir 120 kW.
- 15.10. Resuélvase el Problema 15.9 utilizando un ciclo de aire estándar frío con las capacidades térmicas específicas evaluadas a 300 K.
- 15.11. La relación de compresión de un ciclo Otto es 8:1. Antes de comenzar la carrera de compresión en el ciclo la presión es 0,98 bar y la temperatura 27 °C. Durante el suministro de calor el valor de P_3/P_2 es 2,90. Utilizando los datos de la Tabla A.5, determínese (a) la presión y la temperatura al final de cada proceso del ciclo, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva, en bar, y (d) el flujo volumétrico de aire, en m^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir 120 kW.
- 15.12. En un ciclo Otto de aire estándar, el aire se encuentra a 0,095 MPa y 22 °C al comenzar la carrera de compresión, y el volumen del cilindro es 2.800 cm^3 . La relación de compresión es 9, y en el proceso de suministro de calor se transfieren 4,30 kJ. Utilizando los valores de la Tabla A.5, determínese (a) la temperatura y la presión al final de los procesos de suministro de calor y de expansión, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva, y (d) el flujo volumétrico de aire, en m^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir una potencia de 120 kW.
- 15.13. Resuélvase el Problema 15.12 utilizando un ciclo de aire estándar frío con las capacidades térmicas específicas evaluadas a 300 K.
- 15.14. En un ciclo Otto de aire estándar, el aire se encuentra a 0,095 MPa y 22 °C al comenzar la carrera de compresión, y el volumen del cilindro es 2.800 cm^3 . La relación de compresión es 9, y en el proceso de suministro de calor se comunican 3,54 kJ. Utilizando los valores de la Tabla A.5, determínese (a) la temperatura y la presión al final de los procesos de suministro de calor y de expansión, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva, y (d) el flujo volumétrico de aire, en m^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir una potencia neta de 110 kW.
- 15.15. Un ciclo Otto de aire estándar funciona con una relación de compresión de 8,55, y el aire al comienzo de la compresión se halla a 98 kPa y 32 °C. La presión se triplica en el proceso de suministro de calor. Utilizando la tabla A.5, determínese (a) las temperaturas en el ciclo, en kelvin, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva en kPa, y (d) el rendimiento térmico de un motor de Carnot que funcionase entre los mismos límites de temperatura.

- 15.16. Considérese un ciclo Otto de aire estándar que tiene una relación de compresión de 8,3 y al que se le suministra una cantidad de calor de 1.456 kJ/kg. Si la presión y la temperatura al comienzo del proceso de compresión son 0,095 MPa y 7 °C, determínese utilizando los valores de la Tabla A.5 (a) la presión y temperatura máximas del ciclo, (b) el trabajo neto obtenido, en kJ/kg, (c) el rendimiento térmico, y (d) la presión media efectiva en megapascasles.
- 15.17. Considérese un ciclo Otto de aire estándar que tiene una relación de compresión de 8,0 y al que se le suministra una cantidad de calor de 1.188 kJ/kg. Si la presión y la temperatura al comienzo del proceso de compresión son 0,098 MPa y 27 °C, determínese utilizando los valores de la Tabla A.5 (a) las presiones y temperaturas en el ciclo, (b) el trabajo neto de salida en kJ/kg, (c) el rendimiento térmico, y (d) la presión media efectiva en MPa.
- 15.18. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.9. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica, en kJ/kg, si $T_0 = 27$ °C y $P_0 = 0,98$ bar, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.19. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.12. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en kJ/kg, si $T_0 = 22$ °C y $P_0 = 0,095$ MPa, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.20. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.16. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en kJ/kg, si $T_0 = 7$ °C y $P_0 = 0,095$ MPa, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.21I. La relación de compresión de un ciclo Otto es 8:1. Antes de comenzar la carrera de compresión en el ciclo la presión es 14,5 psia y la temperatura 80 °F. El calor suministrado al aire es 888 Btu/lb_m por ciclo. Utilizando los datos de la Tabla A.5I, determínese (a) la presión y la temperatura al final de cada proceso del ciclo, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva, en psi, y (d) el flujo volumétrico en ft^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir 110 hp.
- 15.22I. En un ciclo Otto de aire estándar, el aire se encuentra a 14,0 psia y 80 °F al comenzar la carrera de compresión, y el volumen del cilindro es 0,20 ft^3 . La relación de compresión es 9, y en el proceso de suministro de calor se transfieren 9,20 Btu. Utilizando los valores de la Tabla A.5I, determínese (a) la temperatura y la presión al final de los procesos de suministro de calor y de expansión, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva en psi, y (d) el flujo volumétrico de aire, en ft^3/min , medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir una potencia de 120 hp.
- 15.23I. Un ciclo Otto de aire estándar funciona con una relación de compresión de 8,50, y el aire al comienzo de la compresión se halla a 14,5 psia y 90 °F. La presión se triplica en el proceso de suministro de calor. Utilizando la tabla A.5I, determínese (a) las temperaturas en el ciclo, en grados Rankine, (b) el rendimiento térmico, (c) la presión media efectiva en psi, y (d) el rendimiento térmico de un motor de Carnot que funcionase entre los mismos límites de temperatura.

- 15.24I. Considérese un ciclo Otto de aire estándar que tiene una relación de compresión de 9,0 y al que se le suministra una cantidad de calor de 821 Btu/lb_m. Si la presión y la temperatura al comienzo del proceso de compresión son 14,0 psia y 40 °F, determínese utilizando los valores de la Tabla A.5I (a) la presión y temperatura máximas del ciclo, (b) el trabajo neto obtenido, en Btu/lb_m, (c) el rendimiento térmico, y (d) la presión media efectiva en psi.
- 15.25I. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.21I. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica, en Btu/lb_m, si $T_0 = 80$ °F y $P_0 = 14,5$ psia, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.26I. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.22I. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica, en Btu/lb_m, si $T_0 = 80$ °F y $P_0 = 14,0$ psia, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.27I. Considérese de nuevo el ciclo Otto del Problema 15.24I. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica, en Btu/lb_m, si $T_0 = 40$ °F y $P_0 = 14,0$ psia, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.28. Un ciclo Diesel de aire estándar funciona con una relación de compresión de 16,7 y una relación de corte de 2. La temperatura y presión al comienzo de la compresión son 37 °C y 0,10 MPa, respectivamente. Determínese (a) la temperatura máxima del ciclo, en kelvin, (b) la presión después de la expansión isoentrópica, en MPa, (c) el calor suministrado por ciclo, en kJ/kg, y (d) el flujo volumétrico de aire, medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir 200 kW. Utilícense los valores de la Tabla A.5.
- 15.29. Un motor funciona según un ciclo Diesel con una relación de compresión de 15:1, y el combustible se inyecta en el 10 por 100 de la carrera. La presión y la temperatura del aire que entra al cilindro son 98 kPa y 17 °C, respectivamente. Determínese (a) la relación de corte, (b) la temperatura al final del proceso de compresión, en kelvin, (c) la presión después de la expansión isoentrópica, en kPa, (d) el calor suministrado, en kJ/kg, y (e) el flujo volumétrico de aire, en m³/kg, medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir una potencia de 200 kW. Utilícese la Tabla A.5.
- 15.30. Las condiciones de entrada a un ciclo Diesel de aire estándar que funciona con una relación de compresión de 15:1 son 0,95 bar y 17 °C. Al comienzo de la compresión el volumen del cilindro es 3,80 L, y el suministro de 7,5 kJ de calor al sistema tiene lugar en un proceso a presión constante. Determínese (a) la presión y la temperatura al final de cada proceso del ciclo, y (b) el rendimiento térmico y la presión media efectiva.
- 15.31. A un ciclo Diesel de aire estándar se le suministran 1.659 kJ/kg de calor por ciclo. La presión y la temperatura al comienzo de la compresión son, respectivamente, 0,095 MPa y 27 °C, y la presión después de la compresión es 3,60 MPa. Determínese (a) la relación de compresión, (b) la temperatura máxima del ciclo, en kelvin, (c) la relación de corte, (d) la presión después de la expansión isoentrópica, en megapascals, y (e) el trabajo neto, en kJ/kg. Utilícese la Tabla A.5.

- 15.32. Un ciclo Diesel de aire estándar tiene una relación de compresión de 15,08:1. La presión y la temperatura al comienzo de la compresión son 1 bar y 27 °C, respectivamente. Si la temperatura máxima del ciclo es 2.250 K, determínese (a) la relación de corte, (b) la presión máxima en bar, (c) el rendimiento térmico, y (d) la presión media efectiva, en bar.
- 15.33. Considérese de nuevo el ciclo Diesel del Problema 15.28. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en kJ/kg, si $T_0 = 17$ °C y $P_0 = 0,10$ MPa, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.34. Considérese de nuevo el ciclo Diesel del Problema 15.30. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en kJ/kg, si $T_0 = 17$ °C y $P_0 = 0,95$ bar, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.35I. Un ciclo Diesel de aire estándar funciona con una relación de compresión de 14,8 y una relación de corte de 2. La temperatura y presión al comienzo de la compresión son 100 °F y 14,5 psia, respectivamente. Determínese (a) la temperatura máxima del ciclo, en grados Rankine, (b) la presión después de la expansión isoentrópica, en psia, y (c) el calor suministrado por ciclo, en Btu/lb_m. Utilícense los valores de la Tabla A.5I.
- 15.36I. Las condiciones de entrada a un ciclo Diesel de aire estándar que funciona con una relación de compresión de 15 son 14,4 psia y 60 °F. La relación de corte es (a) 2,84, y (b) 2,0. Determínese (1) la presión y la temperatura al final de cada proceso del ciclo, y (2) el rendimiento térmico y la presión media efectiva. Úsese la Tabla A.5I.
- 15.37I. A un ciclo Diesel de aire estándar se le suministran 724 Btu/lb_m de calor por ciclo. La presión y la temperatura al comienzo de la compresión son, respectivamente, 14,0 psia y 80 °F, y la presión después de la compresión es 540 psia. Determínese (a) la relación de compresión, (b) la temperatura máxima del ciclo, en grados Rankine, (c) la relación de corte, (d) la presión después de la expansión isoentrópica, en psia, y (e) el flujo volumétrico de aire, medido en las condiciones existentes al comenzar la compresión, necesario para producir 150 hp. Utilícese la Tabla A.5I.
- 15.38I. Considérese de nuevo el ciclo Diesel del Problema 15.35I. Determínese (a) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en Btu/lb_m, si $T_0 = 60$ °F y $P_0 = 14,5$ psia, y (b) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo.
- 15.39I. Considérese de nuevo el ciclo Diesel del Problema 15.36I. Determínese (1) la exergía del aire en el sistema cerrado al final de la expansión isoentrópica en Btu/lb_m, si $T_0 = 60$ °F y $P_0 = 14,4$ psia, y (2) la relación entre esta exergía y el trabajo neto de salida del ciclo para los apartados a y b.
- 15.40. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 15:1. Las condiciones al comienzo de la compresión son 17 °C, 0,95 bar y 3,80 L. El calor suministrado al ciclo es 6,60 kJ, un tercio del cual se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determínese (a) la presión al finalizar el suministro de calor a volumen constante, en bar, (b) la temperatura antes y después de suministrar el calor a presión constante, en kelvin, (c) la temperatura después de la expansión isoentrópica, y (d) el rendimiento térmico.

- 15.41. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 14:1. Las condiciones al comenzar la compresión isentrópica son 27 °C y 96 kPa. El calor total suministrado es 1.480 kJ/kg, de los que la cuarta parte se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determinése (a) la temperatura al final de cada uno de los procesos del ciclo, en kelvin, (b) el rendimiento térmico, y (c) la presión media efectiva en bar.
- 15.42. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 15:1. Las condiciones al comenzar la compresión son 17 °C, 0,95 bar y 3,80 L. El calor suministrado al ciclo es 6,0 kJ, del que el 30 por 100 se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determinése (a) la presión al finalizar el suministro de calor a volumen constante, en bar, (b) la temperatura, en kelvin, antes y después del proceso de suministro de calor a presión constante, (c) la temperatura después de la expansión isentrópica, y (d) el rendimiento térmico.
- 15.43. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 14:1. Las condiciones al comenzar la compresión isentrópica son 27 °C y 96 kPa. El calor total suministrado es 1.470 kJ/kg, del que una tercera parte se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determinése (a) la temperatura al final de cada uno de los procesos del ciclo, en kelvin, (b) el rendimiento térmico, y (c) la presión media efectiva en bar.
- 15.44I. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 15:1. Las condiciones al comenzar la compresión son 60 °F y 14,6 psia y 230 in³. El calor suministrado al ciclo es 7,5 Btu, del que un tercio se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determinése (a) la presión al finalizar el suministro de calor a volumen constante, (b) la temperatura, en grados Rankine, antes y después del proceso de suministro de calor a presión constante, (c) la temperatura después de la expansión isentrópica, y (d) el rendimiento térmico.
- 15.45I. Un ciclo dual de aire estándar funciona con una relación de compresión de 14:1. Las condiciones al comenzar la compresión isentrópica son 80 °F y 14,5 psia. El calor total suministrado es 800 Btu/lb_m, del que la cuarta parte se suministra a volumen constante y el resto a presión constante. Determinése (a) la temperatura, en grados Rankine, al final de cada uno de los procesos del ciclo, (b) el rendimiento térmico, y (c) la presión media efectiva.

CICLO ABIERTO IDEAL Y NO IDEAL DE TURBINA DE GAS

- 15.46. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,1 y 0,6 MPa. La temperatura de entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 747 °C. Utilizando los valores de la Tabla A.5, determinése (a) el trabajo neto obtenido y el calor suministrado en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico si el ciclo es ideal, y (c) la potencia neta obtenida, en kW, si el flujo volumétrico a la entrada al compresor es 3,8 m³/s.
- 15.47. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 1 y 6,4 bar. La temperatura del aire a la entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 807 °C. Calcúlese (a) el trabajo neto de salida, en kJ/kg,

- (b) el rendimiento térmico del ciclo ideal, y (c) la potencia neta si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 4,4 m³/s. Utilícese la tabla del aire.
- 15.48. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar a unas presiones extremas de 0,1 y 0,68 MPa. La temperatura de entrada al compresor es 17 °C, y la de entrada a la turbina 1.180 K. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido, en kJ/kg, (b) el calor suministrado, y (c) el rendimiento térmico del ciclo ideal. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.49. Una planta de potencia de turbina de gas fija tiene unas temperaturas máxima y mínima del ciclo de 827 y 27 °C, y una relación de presiones de 5,2:1. Obténgase (a) la relación entre el trabajo de compresión y el trabajo de la turbina, (b) el rendimiento térmico, y (c) el flujo volumétrico necesario, en kg/min, para obtener una potencia neta de salida de 1.000 kW. Utilícense los valores de la tabla del aire para el análisis del ciclo ideal.
- 15.50. La relación de presiones en un ciclo Brayton de aire estándar es 4,5, y las condiciones de entrada al compresor son 0,10 MPa y 27 °C. La temperatura de entrada a la turbina está limitada a 827 °C, y el flujo másico es 4 kg/s. Determinése (a) el trabajo del compresor y de la turbina, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta de salida, en kW, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en m³/min. Para los valores del aire utilícese la Tabla A.5.
- 15.51. La relación de presiones en un ciclo Brayton de aire estándar es 7,2:1, y las condiciones de entrada son 1,0 bar y 17 °C. La temperatura de entrada a la turbina está limitada a 1.260 K, y el flujo másico es 3,5 kg/s. Determinése (a) el trabajo del compresor y de la turbina, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta de salida, en kW, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en m³/min. Para los valores del aire utilícese la Tabla A.5.
- 15.52. Un ciclo Brayton de aire estándar funciona con una relación de presiones de 7,0, una presión de entrada de 96 kPa y unas temperaturas mínima y máxima de 300 y 1.200 K. Si el flujo volumétrico de aire a la entrada es de 30 m³/min, determinése (a) la relación de acoplamiento, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta desarrollada, en kilovatios.
- 15.53. En un ciclo Brayton, el aire entra al compresor en unas condiciones de 300 K y 100 kPa, y la relación de presiones es de 7:1. Para unas temperaturas de entrada a la turbina desde 900 hasta 1.500 K, en intervalos de 100 grados, calcúlese mediante un programa de ordenador y dibújese (a) el rendimiento térmico, (b) la relación de acoplamiento, y (c) el trabajo neto de salida, en kJ/kg.
- 15.54. Un ciclo Brayton ideal funciona entre las temperaturas extremas de 290 y 1.200 K. Calcúlese utilizando un programa de ordenador y hágase una representación gráfica de (a) el trabajo neto, en kJ/kg, y (b) el rendimiento térmico para un intervalo de la relación de presiones desde 4 hasta 14 en intervalos de 2.
- 15.55. Un ciclo ideal de potencia de turbina de gas funciona con aire entre unas temperaturas extremas de 22 °C y 747 °C. Calcúlese mediante un programa de ordenador y hágase una representación gráfica de (a) el rendimiento térmico, y (b) el trabajo neto, en kJ/kg, en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 4,78, 6,00, 9,07, 11,72 y 14,05.

- 15.56. Un ciclo Brayton ideal tiene unas temperaturas mínima y máxima de 295 y 1.080 K, y una presión de entrada de 1 bar. Calcúlese mediante un programa de ordenador y representese gráficamente (a) el trabajo neto, en kJ/kg, y (b) el rendimiento térmico en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 2,43, 4,78, 6,40, 9,69 y 12,46.
- 15.57. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria a la salida de la turbina, en kJ/kg, y (2) el tanto por ciento de incremento del trabajo neto de salida si esta exergía pudiese convertirse íntegramente en trabajo obtenido, para el ciclo Brayton descrito en el (a) Problema 15.46, (b) Problema 15.47, (c) Problema 15.48, y (d) Problema 15.49.
- 15.58. Demuéstrese que el máximo trabajo neto de salida en un ciclo Brayton simple, con temperaturas fijas de entrada al compresor y turbina, tiene lugar cuando $T_2 = (T_1 T_3)^{1/2}$ si las capacidades térmicas específicas son constantes.
- 15.59. Demuéstrese que en un ciclo Brayton simple con temperaturas fijas de entrada al compresor y a la turbina, la relación de presiones que proporciona el trabajo neto mayor viene dada por $P_2/P_1 = (T_3/T_1)^n$, donde $n = \gamma/[2(\gamma - 1)]$, siendo γ constante.
- 15.60I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 14,5 y 87,0 psia. La temperatura del aire a la entrada es 80 °F, y a la entrada de la turbina es 1.290 °F. Utilizando los valores de la Tabla A.5I, determínese (a) el trabajo neto de salida y el calor suministrado, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta de salida, en hp, si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 120 ft³/s.
- 15.61I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo ideal de aire estándar entre las presiones extremas de 1 y 4 atm. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y el límite de temperatura en la turbina es 1.540 °F. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta de salida, en kilovatios, si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 80 ft³/s. Utilícen los valores de la tabla del aire.
- 15.62I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 14,7 y 50,7 psia. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y la de entrada en la turbina 1.120 °F. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido en Btu/lb_m, (b) el calor suministrado, y (c) el rendimiento térmico del ciclo ideal. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.63I. En un ciclo Brayton de aire estándar, la relación de presiones es 6,0, y las condiciones de entrada al compresor son 15 psia y 40 °F. La temperatura de entrada a la turbina está limitada a 1.440 °F, y el flujo másico es 10 lb_m/s. Determínese (a) el trabajo del compresor y el de la turbina, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta obtenida, en hp, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en ft³/min. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.64I. Un ciclo Brayton ideal tiene unas temperaturas mínima y máxima de 520 y 2.000 °R. Calcúlese utilizando un programa de ordenador y representese gráficamente (a) el trabajo neto, en Btu/lb_m, y (b) el rendimiento térmico en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 4,0, 7,0, 10,0 y 15,0.

- 15.65I. Un ciclo ideal de potencia de turbina de gas funciona con aire entre unas temperaturas extremas de 80 y 1.290 °C, y con una presión de entrada al compresor de 14,5 psia. Calcúlese mediante un programa de ordenador y representese gráficamente (a) el rendimiento térmico, y (b) el trabajo neto, en Btu/lb_m, en función de la relación de presiones, para unos valores de la presión de salida del compresor de 87, 115, 145 y 174 psia.
- 15.66I. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria a la salida de la turbina, en Btu/lb_m, y (2) el tanto por ciento de incremento del trabajo neto de salida si esta exergía pudiese convertirse íntegramente en trabajo obtenido, para el ciclo de turbina de gas descrito en el (a) Problema 15.60I, (b) Problema 15.61I, y (c) Problema 15.62I.
- 15.67. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,1 y 0,60 MPa. La temperatura de entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 747 °C. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son, respectivamente, 0,84 y 0,87. Utilizando los datos de la Tabla A.5, determínese (a) el calor suministrado, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta obtenida, en kW, si el flujo volumétrico a la entrada al compresor es 3,8 m³/s. (Véase el Problema 15.46.)
- 15.68. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 1 y 6,4 bar. La temperatura del aire a la entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 807 °C. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Calcúlese (a) el trabajo neto de salida, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta, en kilovatios, si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 4,4 m³/s. Utilícese la Tabla A.5. (Véase el Problema 15.47.)
- 15.69. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,10 y 0,68 MPa. La temperatura de entrada del aire al compresor es 17 °C, y la temperatura de entrada a la turbina es 1.180 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido, en kJ/kg, (b) el calor suministrado, y (c) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véase el Problema 15.48.)
- 15.70. Una planta de potencia de turbina de gas fija tiene unas temperaturas máxima y mínima del ciclo de 827 y 27 °C, y una relación de presiones de 5,2:1. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,81 y 0,86, respectivamente. Obténgase (a) la relación entre el trabajo de compresión y el trabajo de la turbina, (b) el rendimiento térmico, y (c) el flujo volumétrico necesario, en kg/min, para obtener una potencia neta de salida de 1.000 kW. Utilícese los valores de la tabla del aire para el análisis del ciclo ideal. (Véase el Problema 15.49.)
- 15.71. La relación de presiones en un ciclo Brayton de aire estándar es 4,5, y las condiciones de entrada al compresor son 0,10 MPa y 27 °C. La temperatura de la turbina está limitada a 827 °C, y el flujo másico es 4 kg/s. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son 0,83 y 0,86, respectivamente. Determínese (a) el trabajo del compresor y de la turbina, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta

- de salida, en kW, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en m³/min. Para los valores del aire utilícese la Tabla A.5. (Véase el Problema 15.50.)
- 15.72. La relación de presiones en un ciclo Brayton de aire estándar es 7,2:1, y las condiciones de entrada son 1,0 bar y 17 °C. La temperatura de la turbina está limitada a 1.260 K, y el flujo másico es 3,5 kg/s. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son 0,84 y 0,88, respectivamente. Determínese (a) el trabajo del compresor y de la turbina, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta de salida, en kW, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en m³/min. Para los valores del aire utilícese la Tabla A.5. (Véase el Problema 15.51.)
- 15.73. Un ciclo ideal de potencia de turbina de gas funciona con aire entre unas temperaturas extremas de 22 y 747 °C. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,84 y 0,87, respectivamente. Calcúlese mediante un programa de ordenador y hágase una representación gráfica de (a) el rendimiento térmico, y (b) el trabajo neto, en kJ/kg, en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 4,78, 6,00, 9,07, 11,72 y 14,05. (Véase el Problema 15.55.)
- 15.74. Un ciclo Brayton ideal tiene unas temperaturas mínima y máxima de 295 y 1.080 K, y una presión de entrada de 1 bar. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Calcúlese utilizando un programa de ordenador y represéntese gráficamente (a) el trabajo neto, en kJ/kg, y (b) el rendimiento térmico en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 2,43, 4,78, 6,40, 9,69 y 12,46. (Véase el Problema 15.56.)
- 15.75. Un ciclo Brayton de aire estándar funciona con una relación de presiones de 7 y unas temperaturas mínima y máxima de 300 y 1.200 K. Con unos rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina de 0,81 y 0,86, respectivamente, y con un flujo volumétrico de aire a la entrada de 30 m³/min, determínese (a) la relación de acoplamiento, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta desarrollada, en kilovatios. (Véase el Problema 15.52.)
- 15.76. Un ciclo de potencia de turbina de gas funciona con una relación de presiones de 12:1. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,85 y 0,90, respectivamente. La temperatura de entrada al compresor es 22 °C, y la entrada a la turbina 1.027 °C. Si el flujo másico es 1 kg/s, obténgase la potencia de salida del ciclo. Duplíquese ahora la relación de presiones y obténgase la potencia de salida, en este caso en kW.
- 15.77. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria a la salida de la turbina, en kJ/kg, y (2) el tanto por ciento de incremento del trabajo neto de salida si esta exergía pudiese convertirse íntegramente en trabajo obtenido, para el ciclo irreversible descrito en (a) el Problema 15.67, (b) el Problema 15.68, (c) el Problema 15.69, y (d) el Problema 15.70.
- 15.78I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 14,5 y 87,0 psia. La temperatura del aire a la entrada es 80 °F, y a la entrada a la turbina es 1.290 °F. Utilizando los valores de la Tabla A.5I, y teniendo en cuenta que los rendimientos del compresor y de la turbina son 0,83 y 0,86,

- respectivamente, determínese (a) el trabajo neto de salida y el calor suministrado, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta de salida, en hp, si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 120 ft³/s. (Véase el Problema 15.60I.)
- 15.79I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 1 y 4 atm. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y el límite de temperatura en la turbina es 1.540 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,78 y 0,84, respectivamente. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) la potencia neta de salida, en kilovatios, si el flujo volumétrico a la entrada del compresor es 80 ft³/s. Utilícese los valores de la tabla del aire. (Véase el Problema 15.61I.)
- 15.80I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 14,7 y 50,7 psia. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y la de entrada en la turbina 1.120 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Calcúlese (a) el trabajo neto obtenido en Btu/lb_m, (b) el calor suministrado, y (c) el rendimiento térmico del ciclo. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire. (Véase el Problema 15.62I.)
- 15.81I. En un ciclo Brayton de aire estándar, la relación de presiones es 6,0, y las condiciones de entrada al compresor son 15 psia y 40 °F. La temperatura de entrada a la turbina está limitada a 1.440 °F, y el flujo másico es 10 lb_m/s. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,80 y 0,85, respectivamente. Determínese (a) el trabajo del compresor y el de la turbina, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, (c) la potencia neta obtenida, en hp, y (d) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, en ft³/min. Utilícese los valores de la Tabla A.5I. (Véase el Problema 15.63I.)
- 15.82I. Un ciclo de turbina de gas tiene unas temperaturas mínima y máxima de 520 y 2.000 °R. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son 0,78 y 0,84, respectivamente. Calcúlese utilizando un programa de ordenador y represéntese gráficamente (a) el trabajo neto obtenido, en Btu/lb_m, y (b) el rendimiento térmico en función de la relación de presiones, para unos valores de esta relación de 4,0, 7,0, 10,0 y 14,0. (Véase el Problema 15.64I.)
- 15.83I. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria a la salida de la turbina, en Btu/lb_m, y (2) el tanto por ciento de incremento del trabajo neto de salida si esta exergía pudiese convertirse íntegramente en trabajo obtenido, para el ciclo irreversible descrito en (a) el Problema 15.78I, (b) el Problema 15.79I, y (c) el Problema 15.80I.

CICLO REGENERATIVO DE LA TURBINA DE GAS

- 15.84. Un ciclo Brayton de aire estándar funciona con una relación de presiones de 7, y las temperaturas mínima y máxima son 300 y 1.200 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,81 y 0,86, respectivamente. Si se intercala un regenerador con un rendimiento de 0,75, determínese (a) el rendimiento térmico del ciclo, y

(b) el porcentaje de combustible ahorrado. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.52 y 15.75.)

- 15.85. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,1 y 0,60 MPa. La temperatura de entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 747 °C. Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son, respectivamente, 0,84 y 0,87. Si se intercala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,60, determínese, utilizando los valores de la Tabla A.5 (1) el rendimiento térmico, y (2) el tanto por ciento de combustible ahorrado. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.46 y 15.67.)
- 15.86. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 1 y 6,4 bar. La temperatura del aire a la entrada es 22 °C, y la temperatura límite de entrada a la turbina es 807 °C. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se instalase un regenerador con un rendimiento de (a) 0,60, y (b) 0,80, calcúlese (1) el rendimiento térmico y (2) el porcentaje de combustible que se ahorra. Utilícese la Tabla A.5. (Véanse los Problemas 15.47 y 15.68.)
- 15.87. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,10 y 0,68 MPa. La temperatura de entrada al compresor es 17 °C, y la temperatura de entrada a la turbina es 1.180 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,60, y (b) 0,75, determínese (1) el rendimiento térmico, y (2) el porcentaje de combustible ahorrado. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.48 y 15.69.)

Tabla P15.89

Sistema	Entrada	Salida
Compresor	290,2	505,0
Regenerador	505,0	629,4
Cámara de combustión	629,4	1.046,0
Turbina	1.046,0	713,7
Regenerador	713,7	590,1

Tabla P15.90

Sistema	Entrada	Salida
Compresor	300	525
Regenerador	525	715
Cámara de combustión	715	1.161
Turbina	1.161	800
Regenerador	800	610

- 15.88. Una planta fija de potencia de turbina de gas tiene unas temperaturas máxima y mínima del ciclo de 827 y 27 °C, y una relación de presiones de 5,2:1. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,81 y 0,86, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,75, y (b) 0,55, determínese (1) el rendimiento térmico, y (2) el porcentaje de combustible ahorrado. Utilícese la tabla de datos del aire. (Véanse los Problemas 15.49 y 15.70.)
- 15.89. Los valores de la entalpía dados en la Tabla P15.89 se basan en los valores experimentales tomados durante el funcionamiento de una turbina de gas con regeneración con una relación de presiones de 5,41:1. Determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el rendimiento del regenerador, (c) el rendimiento adiabático del compresor, y (d) el rendimiento adiabático de la turbina. Los datos están dados en kJ/kg.
- 15.90. Los valores de entalpía dados en la Tabla P15.90 se basan en los valores tomados durante el ensayo de una turbina de gas con regeneración con una relación de presiones de 5,20:1. Determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el rendimiento del regenerador, (c) el rendimiento adiabático del compresor, y (d) el rendimiento adiabático de la turbina. Los datos están dados en kJ/kg.
- 15.91. Un fabricante de automóviles piensa utilizar una turbina de gas de tipo regenerativo como fuente de potencia para un nuevo modelo. Un flujo másico de 1 kg/s del aire del exterior entra al compresor a 22 °C y 1 bar, y se comprime con una relación de 4:1. Del compresor el aire entra al regenerador, donde se calienta hasta una temperatura de 537 °C.

Después pasa a la cámara de combustión, donde se calienta hasta 927 °C. Después de expandirse en la turbina, el gas caliente pasa por el regenerador y después es expulsado a la atmósfera. Suponiendo que tanto el compresor como la turbina tienen un rendimiento térmico de 0,9 y despreciando las pérdidas de presión en la cámara de combustión y en el regenerador, determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el trabajo neto de salida, en kW, (c) el rendimiento del regenerador, y (d) la temperatura de la corriente de salida, en grados Celsius.

- 15.92. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria que sale del regenerador, en kJ/kg, y (2) las irreversibilidades en el compresor, la turbina y el regenerador del ciclo descrito en (a) el Problema 15.84, (b) el Problema 15.85, (c) el Problema 15.86, (d) el Problema 15.87, y (e) el Problema 15.88.
- 15.93I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 14,5 y 87,0 psia. La temperatura del aire a la entrada es 80 °F, y a la entrada a la turbina es 1.290 °F. Los rendimientos del compresor y de la turbina son 0,83 y 0,86, respectivamente. Si se incluye un regenerador con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,65, determínese (1) el rendimiento térmico, y (2) el porcentaje de combustible ahorrado. Utilícese los valores de la Tabla A.5I. (Véanse los Problemas 15.60I y 15.78I.)
- 15.94I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 1 y 4 atm. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y el límite de temperatura en la turbina es 1.540 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,78 y 0,84, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,60, determínese (1) el rendimiento térmico, y (2) el tanto por ciento de combustible que se ahorra. Utilícese los datos de la tabla del aire. (Véanse los Problemas 15.61I y 15.79I.)
- 15.95I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 14,7 y 50,7 psia. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F, y la de entrada en la turbina 1.120 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se coloca un regenerador con un rendimiento de 0,70, determínese (a) el rendimiento térmico, y (b) el porcentaje de combustible ahorrado. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.62I y 15.80.)
- 15.96I. En un ciclo de turbina de gas con regeneración ideal, el aire entra a 1 atm y 80 °F, y la temperatura de entrada a la turbina es 1.750 °R. Con relación a los estados mostrados en la Figura 15.25, $h_2 = 239,2$ Btu/lb_m, $h_3 = 273,6$ Btu/lb_m y $h_4 = 288,3$ Btu/lb_m. Si la relación de presiones en el ciclo es 6,26:1, determínese (a) el rendimiento del regenerador, (b) el rendimiento del compresor, (c) el rendimiento adiabático de la turbina, (d) el porcentaje de combustible que es necesario aumentar si se elimina el regenerador del ciclo, y (e) la temperatura a la salida del regenerador, en grados Rankine.
- 15.97I. Un fabricante de automóviles piensa utilizar una turbina de gas de tipo regenerativo como fuente de potencia para un nuevo modelo. Un flujo másico de 1,8 lb_m/s del aire del exterior entra al compresor a 60 °F y 1 atm, y se comprime con una relación de 4:1. Del compresor el aire entra al regenerador, donde se calienta hasta una temperatura de 940 °F.

Después pasa a la cámara de combustión, donde se calienta hasta 1.740 °F. Después de expandirse en la turbina, el gas caliente pasa por el regenerador y después es expulsado a la atmósfera. Suponiendo compresión y expansión ideales y despreciando las pérdidas de presión en la cámara de combustión y en el regenerador, determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el trabajo neto de salida, en hp, (c) el rendimiento del regenerador, y (d) la temperatura de la corriente de salida en grados Fahrenheit.

- 15.98I. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía en régimen estacionario de la corriente que sale del regenerador, en Btu/lb_m, y (2) las irreversibilidades en el compresor, turbina y regenerador del ciclo descrito en (a) el Problema 15.93I(a), (b) el Problema 15.94I(a), y (c) el Problema 15.95I.

PROCESO POLITRÓPICO Y COMPRESIÓN MULTIETAPA CON REFRIGERACIÓN INTERMEDIA

- 15.99. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime aire reversiblemente desde 0,10 MPa y 7 °C hasta 0,50 MPa. Calcúlese (1) el trabajo necesario, y (2) el calor transferido, en kJ/kg, si el proceso es (a) politrópico con $n = 1,30$, (b) adiabático, y (c) isoterma.
- 15.100. En un dispositivo cilindro-émbolo se comprime aire reversiblemente desde 1 bar y 7 °C hasta 7 bar. Calcúlese (1) el trabajo necesario, y (2) el calor transferido, en kJ/kg, si el proceso es (a) politrópico con $n = 1,30$, (b) adiabático, y (c) isoterma.
- 15.101. Un compresor de aire en régimen estacionario funciona entre las condiciones de entrada de 1 bar y 37 °C y una presión de salida de 5 bar. Determínese (1) el trabajo necesario, y (2) el calor transferido, en kJ/kg, en los siguientes procesos reversibles (a) isoterma, (b) politrópico con $n = 1,30$, y (c) adiabático.
- 15.102. Un compresor de aire en régimen estacionario funciona entre las condiciones de entrada de 0,1 MPa y 37 °C y una presión de salida de 0,6 MPa. Determínese (1) el trabajo necesario y (2) el calor transferido, en kJ/kg, en los siguientes procesos reversibles (a) isoterma, (b) politrópico con $n = 1,30$, y (c) adiabático.
- 15.103. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas en régimen estacionario son 0,95 bar y 27 °C. La presión de salida es 7,5 bar, y la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma. Si un refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial y las etapas de compresión son isoentrópicas, (a) determínese el trabajo total suministrado, en kJ/kg, y (b) compárese el resultado de la parte a con el trabajo requerido en un compresor de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.104. Reconsidérese el Problema 15.103 incluyendo en el análisis que cada etapa de compresión tiene un rendimiento adiabático de 0,84.
- 15.105. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas en régimen estacionario son 1,05 bar y 37 °C. La presión de salida es 6,3 bar, y la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma. Si un

refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial y las etapas de compresión son isoentrópicas, (a) determínese el trabajo total suministrado, en kJ/kg, y (b) compárese el resultado del apartado a con el trabajo requerido en un compresor de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5 para los datos del aire.

- 15.106. Reconsidérese el Problema 15.105 incluyendo en el análisis que cada etapa de compresión tiene un rendimiento adiabático de 0,82.
- 15.107. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas en régimen estacionario son 0,1 MPa y 27 °C. La presión de salida es 0,7 MPa, las etapas de compresión son isoentrópicas y un refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial. Determínese el trabajo total suministrado, en kJ/kg si (a) la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma, y (b) la relación de presiones en la primera etapa es dos veces la de la segunda etapa. (c) Determínese, en kJ/kg, el trabajo suministrado a un compresor de una sola etapa que funciona entre las mismas presiones extremas.
- 15.108. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas en régimen estacionario son 1 bar y 17 °C. La presión de salida es 4,5 bar. Las etapas de compresión son isoentrópicas y un refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial. Determínese el trabajo total suministrado, en kJ/kg si (a) la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma, y (b) la relación de presiones en la primera etapa es dos veces la de la segunda etapa. (c) Determínese, en kJ/kg, el trabajo suministrado a un compresor de una sola etapa que funciona entre las mismas presiones extremas.
- 15.109. Reconsidérese el Problema 15.108 incluyendo en el análisis que cada etapa de compresión tiene un rendimiento adiabático de 0,82.
- 15.110. Considérese un compresor en régimen estacionario con tres etapas de compresión con refrigeración intermedia que enfría el gas hasta su temperatura inicial. Las presiones de salida de las etapas primera y segunda en la compresión isoentrópica se señalan mediante P_a y P_b , respectivamente. Demostrar que el trabajo mínimo de compresión se alcanza cuando $P_a = (P_1^2 P_2)^{1/3}$ y $P_b = (P_1 P_2^2)^{1/3}$.
- 15.111. Un compresor, en régimen estacionario y con tres etapas de compresión, tiene unas condiciones de entrada de 0,95 bar y 27 °C y una presión de salida de 7,5 bar. Basándose en los resultados del Problema 15.110, determínese el trabajo mínimo de compresión, en kJ/kg, utilizando la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véase el Problema 15.105 para el análisis de dos etapas de compresión.)
- 15.112. Un compresor, en régimen estacionario y con tres etapas de compresión, tiene unas condiciones de entrada de 1,05 bar y 37 °C y una presión de salida de 6,3 bar. Basándose en los resultados del Problema 15.110, determínese el trabajo mínimo de compresión, en kJ/kg, utilizando la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véase el Problema 15.105 para el análisis de dos etapas de compresión.)
- 15.113I. Un compresor en régimen estacionario funciona entre las condiciones de entrada de 15 psia y 80 °F y una presión de salida de 75 psia. Determínese (1) el trabajo necesario, y (2) el calor transferido, en Btu/lb_m, en los siguientes procesos reversibles: (a) isoterma, (b) politrópico con $n = 1,30$, y (c) adiabático.

- 15.114I. Un compresor en régimen estacionario funciona entre las condiciones de entrada de 15 psia y 100 °F y una presión de salida de 90 psia. Determinése (1) el trabajo necesario, y (2) el calor transferido, en Btu/lb_m, en los siguientes procesos reversibles (a) isoterma, (b) politrópico con $n = 1.30$, y (c) adiabático.
- 15.115I. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas de compresión en régimen estacionario son 14 psia y 80 °F. La presión de salida es 112 psia y la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma. Si un refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial y las etapas de compresión son isoentrópicas, (a) determinése el trabajo total suministrado, en Btu/lb_m, y (b) compárese el resultado del apartado a con el trabajo requerido en un compresor de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.116I. Reconsidérese el Problema 15.115I incluyendo en el análisis que cada etapa de compresión tiene un rendimiento adiabático de 0,84.
- 15.117I. Las condiciones de entrada a un compresor de dos etapas en régimen estacionario son 16 psia y 100 °F. La presión de salida es 96 psia, y la relación de presiones en cada etapa de compresión es la misma. Si un refrigerador intermedio enfría el aire hasta su temperatura inicial y las etapas de compresión son isoentrópicas, (a) determinése el trabajo total suministrado, en Btu/lb_m, y (b) compárese el resultado del apartado a con el trabajo requerido en un compresor de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.118I. Un compresor, en régimen estacionario y con tres etapas de compresión, tiene unas condiciones de entrada de 14 psia y 80 °F y una presión de salida de 112 psia. Basándose en los resultados del Problema 15.110, determinése el trabajo mínimo de compresión, en Btu/lb_m, utilizando la Tabla A.5I para los datos del aire. (Véase el Problema 15.115I para el análisis de dos etapas de compresión.)
- 15.119I. Un compresor, en régimen estacionario y con tres etapas de compresión, tiene unas condiciones de entrada de 16 psia y 100 °F y una presión de salida de 96 psia. Basándose en los resultados del Problema 15.110, determinése el trabajo mínimo de compresión, en Btu/lb_m, utilizando la Tabla A.5I para los valores del aire. (Véase el Problema 15.117I para el análisis de dos etapas de compresión.)

TURBINA MULTIETAPA CON RECALENTAMIENTO INTERMEDIO

- 15.120. Las condiciones de entrada a una turbina de dos etapas en régimen estacionario son 4 bar y 1.000 K. La presión a la salida es 1 bar, y la relación de presiones en cada etapa es la misma. Si el aire se recalienta en una cámara de combustión hasta su temperatura inicial y las etapas de expansión son isoentrópicas, (a) determinése el trabajo total obtenido, en kJ/kg, y (b) compárese el resultado obtenido en a con el trabajo de salida de una turbina de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.121. Reconsidérese el Problema 15.120 incluyendo en el análisis que cada etapa de turbina tiene un rendimiento adiabático de 0,84.

- 15.122. Las condiciones de entrada a una turbina de dos etapas en régimen estacionario son 1,2 MPa y 1.200 K. La presión a la salida es 0,1 MPa, y la relación de presiones en cada etapa es la misma. Si el aire se recalienta en una cámara de combustión hasta su temperatura inicial y las etapas de expansión son isoentrópicas, (a) determinése el trabajo total obtenido, en kJ/kg, y (b) compárese el resultado obtenido en a con el trabajo de salida de una turbina de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.123. Reconsidérese el Problema 15.122 incluyendo en el análisis que cada etapa de turbina tiene un rendimiento adiabático de 0,85.
- 15.124. Las condiciones de entrada a una turbina de dos etapas en régimen estacionario son 900 kPa y 1.100 K. La presión a la salida es 100 kPa, y la relación de presiones en cada etapa es la misma. Si el aire se recalienta en una cámara de combustión hasta su temperatura inicial, y las etapas de expansión son isoentrópicas, (a) determinése el trabajo total obtenido, en kJ/kg, y (b) compárese el resultado obtenido en a con el trabajo de salida de una turbina de una sola etapa. Utilícese la Tabla A.5 para los datos del aire.
- 15.125. Reconsidérese el Problema 15.124 incluyendo en el análisis que cada etapa de turbina tiene un rendimiento adiabático de 0,86.

CICLO DE TURBINA DE GAS CON REFRIGERACIÓN INTERMEDIA, RECALENTAMIENTO Y REGENERACIÓN

- 15.126. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 0,1 y 0,60 MPa. La temperatura del aire a la entrada es 22 °C y a la entrada de la turbina la temperatura está limitada a 747 °C. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,84 y 0,87, respectivamente. Si se intercala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,60, y se utilizan dos etapas de compresión y de expansión, determinése (1) el trabajo neto, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.67 y 15.85.)
- 15.127. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 1 y 6,4 bar. La temperatura del aire a la entrada es 22 °C y la temperatura límite de entrada a la turbina es 807 °C. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se instalase un regenerador con un rendimiento de (a) 0,60, y (b) 0,80 y se utilizasen dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, obténgase (1) el trabajo neto obtenido, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.68 y 15.86.)
- 15.128. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 0,10 y 0,68 MPa. La temperatura de entrada al compresor es 17 °C y la temperatura de entrada a la turbina es 1.180 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se instalase un regenerador con un rendimiento de (a) 0,60, y (b) 0,75 y se utilizasen dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, determinése (1) el trabajo neto de salida, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.69 y 15.87.)

- 15.129. Una planta fija de potencia de turbina de gas tiene unas temperaturas máxima y mínima del ciclo de 827 y 27 °C y una relación de presiones de 5,2:1. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,81 y 0,86, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento del (a) 0,75 y (b) 0,55 y se utilizan dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, determínese (1) el trabajo neto de salida, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la tabla del aire. (Véanse los Problemas 15.70 y 15.88.)
- 15.130. Un ciclo Brayton de aire estándar funciona con una relación de presiones de 7 y las temperaturas mínima y máxima son 300 y 1.200 K. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,81 y 0,86, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de 0,75 y las dos etapas con refrigeración intermedia del compresor y las dos con recalentamiento intermedio de la turbina son ideales, determínese (1) el trabajo neto de salida, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.75 y 15.84.)
- 15.131. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria que sale del regenerador, en kJ/kg, y (2) las irreversibilidades en el compresor, la turbina y el regenerador del ciclo descrito en (a) el Problema 15.126a, (b) el Problema 15.127a, (c) el Problema 15.128a, (d) el Problema 15.129a, y (e) el Problema 15.130.
- 15.132. Un ciclo de turbina de gas funciona con dos etapas de compresión y dos de expansión. La relación de presiones en cada etapa es 2. La temperatura de entrada a cada etapa de compresión es 22 °C y 827 °C a cada etapa de expansión. Los rendimientos del compresor y de la turbina son 0,81 y 0,86, respectivamente, y el regenerador tiene un rendimiento del 0,75. Determínese (a) el trabajo total del compresor y de la turbina, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, y (c) la temperatura de la corriente de aire que sale del regenerador hacia la atmósfera, en grados Celsius. Utilícense los valores tabulados del aire.
- 15.133. Un ciclo de turbina de gas funciona con dos etapas de compresión y dos de expansión. En cada etapa de compresión la relación de presiones es 2,0 y el rendimiento térmico 0,81. La temperatura de entrada al compresor es 22 °C, pero el refrigerador intermedio sólo enfría la corriente que entra a la segunda etapa hasta 37 °C. La temperatura de entrada a cada etapa de expansión es 827 °C, pero una caída de presión entre el compresor y la turbina reduce la relación de presiones en cada etapa de expansión a 1,9:1. El rendimiento adiabático de las etapas de expansión es 0,86. El regenerador tiene un rendimiento de 0,75. Determínese (a) el trabajo de compresión, en kJ/kg, (b) el trabajo de la turbina, (c) el calor extraído en el refrigerador intermedio, (d) el rendimiento térmico, (e) la temperatura del aire que sale del regenerador y entra a la cámara de combustión, en kelvin, y (f) la exergía de la corriente de aire que sale del regenerador al ambiente, el cual está a 22 °C, en kJ/kg. Utilícense los datos tabulados del aire.
- 15.134I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 14,5 y 87 psia. La temperatura de entrada al compresor es 80 °F y la temperatura de entrada a la turbina es 1.290 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,83 y 0,86, respectivamente. Si se instala un regenera-

dor con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,65 y se utilizan dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, determínese (1) el trabajo neto de salida, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.78I y 15.93I.)

- 15.135I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre las presiones extremas de 1 y 4 atm. La temperatura del aire a la entrada es 60 °F y el límite de temperatura en la turbina es 1.540 °F. El compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,78 y 0,84, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de (a) 0,80, y (b) 0,60 y se utilizan dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, determínese (1) el trabajo de salida neto, y (2) el rendimiento térmico. Utilícense los valores de la tabla del aire. (Véanse los Problemas 15.79I y 15.94I.)
- 15.136I. Una planta de potencia de turbina de gas funciona según un ciclo de aire estándar entre unas presiones extremas de 14,7 y 50,7 psia. La temperatura del aire a la entrada del compresor es 60 °F, y a la entrada a la turbina 1.120 °F. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,82 y 0,85, respectivamente. Si se instala un regenerador con un rendimiento de 0,7 y se utilizan dos etapas ideales en la compresión y en la expansión, determínese (1) el trabajo neto obtenido, y (2) el rendimiento térmico. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire. (Véanse los Problemas 15.80I y 15.95I.)
- 15.137I. Si la temperatura del sumidero de calor T_0 es la misma que la temperatura de entrada al compresor, determínese (1) la exergía de la corriente estacionaria que sale del regenerador, en Btu/lb_m, y (2) la irreversibilidad en el compresor, la turbina y el regenerador del ciclo descrito en (a) el Problema 15.134I, (b) el Problema 15.135I, (c) el Problema 15.136I.
- 15.138I. Un ciclo de turbina de gas funciona con dos etapas de compresión y dos de expansión. La relación de presiones en cada etapa es 2. La temperatura de entrada a cada etapa de compresión es 60 °F y 1.540 °F a cada etapa de expansión. Los rendimientos del compresor y de la turbina son 0,81 y 0,86, respectivamente, y el regenerador tiene un rendimiento de 0,75. Determínese (a) el trabajo total del compresor y de la turbina, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) la temperatura de la corriente de aire que sale del regenerador hacia la atmósfera, en grados Fahrenheit. Utilícense los valores tabulados del aire.
- 15.139I. Un ciclo de turbina de gas funciona con dos etapas de compresión y dos de expansión. En cada etapa de compresión la relación de presiones es 2,0 y el rendimiento térmico 0,81. La temperatura de entrada al compresor es 60 °F, pero el refrigerador intermedio sólo enfría la corriente que entra a la segunda etapa hasta 100 °C. La temperatura de entrada a cada etapa de expansión es 1.540 °F, pero una caída de presión entre el compresor y la turbina reduce la relación de presiones en cada etapa de expansión a 1,9:1. El rendimiento adiabático de las etapas de expansión es 0,86. El regenerador tiene un rendimiento de 0,75. Determínese (a) el trabajo de compresión, en Btu/lb_m, (b) el trabajo de la turbina, (c) el calor extraído en el refrigerador intermedio, (d) el rendimiento térmico, (e) la temperatura del aire que sale del regenerador y entra a la cámara de combustión, en grados Fahrenheit, y (f) la exergía de la corriente de aire que sale del regenerador al ambiente, el cual está a 60 °F, en Btu/lb_m. Utilícense los datos tabulados del aire.

CICLOS DE UN TURBORREACTOR Y DE TURBINA DE GAS CERRADO

- 15.140. El aire entra al difusor de un aerorreactor a 270 m/s, 0,25 bar y 220 K. Determínese (a) la temperatura de salida adiabática, en kelvin, (b) la presión de salida isoentrópica, en bar, y (c) la presión real de salida, en bar, si el coeficiente de presiones del dispositivo es 0,87.
- 15.141. El aire entra al difusor de un aerorreactor a 280 m/s, 0,045 MPa y 240 K. Determínese (a) la temperatura de salida adiabática, en kelvin, (b) la presión de salida isoentrópica, en bar, y (c) la presión real de salida, en bar, si el coeficiente de presiones del dispositivo es 0,85.
- 15.142. El aire entra al difusor de un aerorreactor a 300 m/s, 0,065 MPa y 260 K. Determínese (a) la temperatura de salida adiabática, en kelvin, (b) la presión de salida isoentrópica, en bar, y (c) la presión real de salida, en bar, si el coeficiente de presiones del dispositivo es 0,88.
- 15.143. Un avión turborreactor vuela a 300 m/s con el aire en calma a 0,25 bar y 220 K. La relación de presiones del compresor es 9 y la temperatura máxima del ciclo es 1.320 K. Suponiendo un comportamiento ideal de los distintos componentes, determínese (a) las temperaturas y presiones del ciclo, (b) el trabajo consumido por el compresor, en kJ/kg, (c) la velocidad de salida del chorro, en m/s, (d) el empuje total, en N, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 50 kg/s. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.144. Resuélvase el Problema 15.143 con las magnitudes especificadas y con las siguientes condiciones. El aumento real de la presión en el difusor es el 90 por 100 del valor isoentrópico, el compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,83 y 0,86, respectivamente, y el rendimiento de la tobera es 0,94.
- 15.145. Un avión turborreactor vuela a 280 m/s con el aire en calma a 0,05 MPa y 250 K. La relación de presiones del compresor es 11 y la temperatura máxima del ciclo es 1.400 K. Suponiendo un comportamiento ideal de los distintos componentes, determínese (a) el trabajo del compresor, en kJ/kg, (b) la presión a la salida de la turbina, en MPa, (c) la velocidad del gas a la salida, en m/s, (d) el empuje total, en N, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 55 kg/s. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.146. Resuélvase el Problema 15.145 con las magnitudes especificadas y con las siguientes condiciones. El aumento real de la presión en el difusor es el 92 por 100 del valor isoentrópico, el compresor y la turbina tienen unos rendimientos adiabáticos de 0,84 y 0,87, respectivamente, y el rendimiento de la tobera es 0,94.
- 15.147. Un avión turborreactor vuela a 260 m/s con el aire en calma a 0,06 MPa y 240 K. La relación de presiones del compresor es 12 y la temperatura máxima del ciclo es 1.440 K. Suponiendo un comportamiento ideal de los distintos componentes, determínese (a) el trabajo del compresor, en kJ/kg, (b) la presión a la salida de la turbina, en MPa, (c) la velocidad del gas a la salida, en m/s, (d) el empuje total, en N, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 95 kg/s. Utilícese la Tabla A.5 para los valores del aire.
- 15.148. Resuélvase el Problema 15.147 con las magnitudes especificadas y con las siguientes condiciones. El aumento real de la presión en el difusor es el 88 por 100 del valor isoentrópico, el compresor y la turbina tienen

unos rendimientos adiabáticos de 0,82 y 0,86, respectivamente, y el rendimiento de la tobera es 0,92.

- 15.149. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con helio como fluido de trabajo. El compresor y turbina tienen un rendimiento adiabático de 0,85. El estado a la entrada del compresor es 5 bar y 47 °C, mientras que el de entrada a la turbina es 12 bar y 980 K. Con un flujo másico de 5 kg/s, determínese (a) la potencia neta de salida, en kW, (b) el flujo de calor extraído del ciclo, en kJ/min.
- 15.150. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con argón como fluido de trabajo. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,83 y 0,86, respectivamente. Las condiciones a la entrada al compresor son 8 bar y 340 K, mientras que las de entrada a la turbina son 15 bar y 1.000 K. Con un flujo másico de 7 kg/s, determínese (a) la potencia neta de salida, en kW, (b) el flujo de calor extraído del ciclo, en kJ/min.
- 15.151. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con argón como fluido de trabajo. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,84 y 0,86, respectivamente. Las condiciones de entrada al compresor son 6 bar y 37 °C, mientras que las de entrada a la turbina son 21 bar y 652 °C. Si la potencia neta obtenida es 3.500 kW, determínese (a) el flujo másico necesario, en kg/s, (b) la potencia bruta desarrollada por la turbina, en kW, y (c) el flujo de calor extraído del ciclo, en kJ/min, y radiado al espacio exterior.
- 15.152I. Un avión turborreactor vuela a 900 ft/s con el aire en calma a 4,0 psia y -40 °F. La relación de presiones del compresor es 9, y la temperatura máxima del ciclo es 1.740 °F. Suponiendo un comportamiento ideal de los distintos componentes, determínese (a) las temperaturas y presiones del ciclo, (b) el trabajo consumido por el compresor, en Btu/lb_m, (c) la velocidad de salida del chorro, en ft/s, (d) el empuje total, en libras-fuerza, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 100 lb_m/s. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.153I. Un avión turborreactor vuela a 900 ft/s en el aire en calma a 4,0 psia y -40 °F. La relación de presiones del compresor es 9, y la temperatura máxima del ciclo es 1.740 °F. El aumento real de la presión en el difusor es el 90 por 100 del valor isoentrópico, los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,83 y 0,86, respectivamente, y el rendimiento de la tobera es 0,94. Determínese (a) las temperaturas y presiones del ciclo, (b) el trabajo requerido en el compresor, en Btu/lb_m, (c) la velocidad de salida del chorro, en ft/s, (d) el empuje total, en libras-fuerza, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 100 lb_m/s. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.
- 15.154I. Un avión turborreactor vuela a 800 ft/s en el aire en calma a 8,0 psia y 0 °F. La relación de presiones del compresor es 11 y la temperatura máxima del ciclo es 1.940 °F. Suponiendo un comportamiento ideal de los distintos componentes, determínese (a) el trabajo del compresor, en Btu/lb_m, (b) la presión a la salida de la turbina, en psia, (c) la velocidad del gas a la salida, en ft/s, (d) el empuje total, en libras-fuerza, y (e) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 110 lb_m/s.
- 15.155I. Un avión turborreactor vuela a 800 ft/s en el aire en calma a 8,0 psia y 0 °F. La relación de presiones del compresor es 11, y la temperatura máxima del ciclo es 1.940 °F. El aumento real de la presión en el difusor es el 92 por 100 del valor isoentrópico, los rendimientos adiabáticos

del compresor y turbina son 0,84 y 0,87, respectivamente, y el rendimiento de la tobera es 0,94. Determinése (a) el trabajo del compresor, en Btu/lb_m, (b) la presión a la salida de la turbina, en psia, (c) el empuje total, en libras-fuerza, y (d) el rendimiento propulsivo, si el flujo másico es 110 lb_m/s. Utilícese la Tabla A.5I para los valores del aire.

- 15.156I. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con helio como fluido de trabajo. El compresor y turbina tienen un rendimiento adiabático de 0,84. El estado de entrada al compresor es 80 psia y 120 °F, mientras que el de entrada a la turbina es 180 psia y 1.300 °F. Con un flujo másico de 10 lb_m/s, determinése (a) la potencia neta de salida, en hp, (b) el flujo de calor extraído del ciclo, en Btu/min.
- 15.157I. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con argón como fluido de trabajo. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 0,83 y 0,87 respectivamente. Las condiciones de entrada al compresor son 120 psia y 150 °F, mientras que las de entrada a la turbina son 250 psia y 1.400 °F. Con un flujo másico de 15 lb_m/s, determinése (a) la potencia neta, en hp, y (b) el flujo de calor extraído del ciclo, en Btu/min.
- 15.158I. Una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado funciona con argón como fluido de trabajo. Los rendimientos adiabáticos del compresor y turbina son 0,84 y 0,86, respectivamente. Las condiciones de entrada al compresor son 100 psia y 100 °F, mientras que las de entrada a la turbina son 350 psia y 1.220 °F. Si la potencia obtenida es 2.500 hp, determinése (a) el flujo másico necesario, en lb_m/s, (b) la potencia bruta de salida de la turbina, en hp, (c) el flujo de calor extraído del ciclo, en Btu/min, y radiado al espacio exterior.

CICLOS ERICSSON Y STIRLING

- 15.159. Un ciclo Ericsson funciona con aire y el volumen mínimo del ciclo es 0,01 m³. La presión máxima es 6 bar y el volumen al final de la expansión a presión constante es 0,02 m³. Dibújese el ciclo en un diagrama *PV* y calcúlese, por cada 20 kJ de calor suministrados, (a) el calor cedido por el ciclo, y (b) la presión al finalizar el proceso de suministro de calor a temperatura constante, si la masa es 0,0465 kg.
- 15.160. Un ciclo Ericsson funciona con aire y el volumen mínimo del ciclo es 5 L. La presión máxima es 5 bar y al finalizar la expansión a presión constante el volumen es 12 L. Dibújese el ciclo en un diagrama *PV*, y calcúlese, por cada 9 kJ de calor suministrados, (a) el calor cedido, y (b) la presión al finalizar el proceso de suministro de calor a temperatura constante si la masa es 0,0299 kg.
- 15.161. Un ciclo Stirling funciona con aire y al comienzo de la expansión isoterma el estado del aire es 510 °C y 9 bar. La presión mínima en el ciclo es 2 bar y al final de la compresión isoterma el volumen es el 60 por 100 del volumen máximo. Determinése (a) el rendimiento térmico del ciclo, y (b) la presión media efectiva.
- 15.162. Un ciclo Stirling funciona con aire y al comienzo de la compresión isoterma el estado del aire es 77 °C y 2 bar. La presión máxima en el ciclo es 6 bar y durante la expansión isoterma el volumen aumenta un 40 por 100. Determinése (a) el rendimiento térmico, y (b) la presión media efectiva del ciclo, en bar.

- 15.163. Un ciclo Stirling funciona con aire y al comienzo de la expansión isoterma el estado del aire es 257 °C y 5 bar. El rendimiento térmico es 0,44, y al final de la compresión isoterma el volumen es 2/3 del volumen máximo. Determinése la presión media efectiva del ciclo.
- 15.164I. Un ciclo Ericsson funciona con aire y el volumen mínimo del ciclo es 1 ft³. La presión máxima es 100 psia y el volumen al final de la expansión a presión constante es 2 ft³. Dibújese el ciclo en un diagrama *PV* y calcúlese, por cada 66,6 Btu de calor suministrados, (a) el calor cedido por el ciclo, y (b) la presión al finalizar el proceso de suministro de calor a volumen constante, si la masa es 0,333 lb_m.
- 15.165I. Un ciclo Ericsson funciona con aire y el volumen mínimo del ciclo es 0,20 ft³. La presión máxima es 120 psia y al finalizar la expansión a presión constante el volumen es 0,44 ft³. Dibújese el ciclo en un diagrama *PV*, y calcúlese, por cada 20 Btu de calor suministrados, (a) el calor cedido, y (b) la presión al finalizar el proceso de suministro de calor a temperatura constante si la masa es 0,113 lb_m.
- 15.166I. Un ciclo Stirling funciona con aire y al comienzo de la expansión isoterma el estado del aire es 740 °F y 80 psia. La presión mínima en el ciclo es 20 psia y al final de la compresión isoterma el volumen es el 60 por 100 del volumen máximo. Determinése (a) el rendimiento térmico, y (b) la presión media efectiva del ciclo.
- 15.167I. Un ciclo Stirling funciona con aire y al comienzo de la compresión isoterma el estado del aire es 240 °F y 25 psia. La presión máxima en el ciclo es 65 psia y durante la expansión isoterma el volumen aumenta un 40 por 100. Determinése (a) el rendimiento térmico, y (b) la presión media efectiva del ciclo.

ESTUDIO PARAMÉTRICO Y DISEÑO

- 15.168. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la relación de compresión y la temperatura máxima del ciclo sobre el rendimiento térmico y sobre el trabajo neto obtenido por unidad de masa en un ciclo Otto de aire estándar. La relación de volúmenes puede variar desde 8 hasta 12, y la temperatura máxima del ciclo desde 1.400 hasta 2.200. El aire entra a 1 bar y 290 K, y las capacidades térmicas específicas varían con la temperatura.
- 15.169. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la relación de compresión y la relación de corte sobre el trabajo neto de salida de un ciclo Diesel de aire estándar frío. Se pueden considerar relaciones de compresión de 15 a 20 y la relación de corte puede variar en el intervalo de 1,5 a 4,0. El aire entra a 100 kPa y 290 K.
- 15.170. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la relación de presiones y la temperatura máxima del ciclo sobre el rendimiento térmico y sobre el trabajo neto obtenido por unidad de masa en un ciclo Brayton ideal. La relación de presiones puede variar desde 6 hasta 18, y la temperatura máxima del ciclo desde 900 hasta 1.200 K. Supóngase que el fluido de trabajo es aire inicialmente a 100 kPa y 300 K y que las capacidades térmicas específicas tienen unos valores constantes calculados a 300 K.
- 15.171. Reconsidérese el Problema 15.170 considerando valores variables de las capacidades térmicas específicas.

- 15.172. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de los rendimientos adiabáticos del compresor y turbina sobre el rendimiento térmico y el trabajo neto de salida de un ciclo simple de turbina de gas. Los rendimientos del compresor y turbina son iguales y varían entre 0,75 y 1. La relación de presiones a considerar varía desde 6 hasta 12, y las temperaturas máximas del ciclo varían desde 900 hasta 1.200 K. Supóngase que el fluido de trabajo es aire inicialmente a 100 kPa y 300 K y que las capacidades térmicas específicas tienen unos valores constantes calculados a 300 K.
- 15.173. Reconsidérese el Problema 15.172 considerando valores variables de las capacidades térmicas específicas.
- 15.174. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la regeneración sobre el rendimiento térmico del ciclo ideal de turbina de gas. El rendimiento del regenerador puede variar entre 0,60 y 0,90. El aire entra al compresor a 100 kPa y 300 K y las capacidades térmicas específicas tienen unos valores constantes calculados a 300 K. Considérense los siguientes parámetros: (a) la relación de presiones desde 6 a 12, (b) la temperatura máxima del ciclo entre 900 y 1.200 K.
- 15.175. Reconsidérese el Problema 15.174 considerando valores variables de las capacidades térmicas específicas.
- 15.176. Reconsidérese el Problema 15.174 considerando unos rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina de 0,80 y 0,90, respectivamente.
- 15.177. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la multietapa sobre el rendimiento térmico y sobre el trabajo neto obtenido de un ciclo ideal regenerativo de turbina de gas con compresión y expansión multietapas. Supóngase que la relación de presiones global es 10, y que cada etapa tiene la misma relación de presiones. El aire entra a cada etapa de compresión a 300 K, las capacidades térmicas específicas tienen unos valores constantes calculados a 300 K. La temperatura de entrada a cada etapa de expansión es 1.000 K y el número de etapas puede variar desde 1 a 5.
- 15.178. Reconsidérese el Problema 15.177 utilizando el argón como fluido de trabajo.
- 15.179. Reconsidérese el Problema 15.177 considerando valores variables de las capacidades térmicas específicas.
- 15.180. Se desea comprimir 6 lb_m/min de aire desde 14,7 psia y 70 °F hasta 588 psia. La compresión puede realizarse con un solo compresor o con una serie de compresores con refrigeración intermedia entre cada etapa de compresión. Cuando se utilizan dos o más etapas, la relación de presiones (r_p) en cada etapa es la misma. Diseñese el sistema cíclico de coste más bajo, de acuerdo con la siguiente información:
1. La temperatura máxima de salida en cada etapa no puede ser superior a 450 °F.
 2. El rendimiento adiabático η_c de cada etapa vale $\eta_c = 1 - 0,2 r_p^{0,25}$.
 3. Cada refrigerador intermedio utilizado incrementa el coste de la unidad básica en 650 dólares.
 4. El coste de la potencia eléctrica para mover el compresor es 0,11 dólares por kW · h.
 5. El coste de extraer el calor de los refrigeradores intermedios es 0,01 dólares por kBtu.
 6. El compresor funciona una media de 30 horas por semana.

Se han hecho las siguientes hipótesis: (1) las capacidades térmicas tienen valores constantes en todo el intervalo de temperaturas, (2) pueden despreciarse las caídas de presión en los refrigeradores intermedios, (3) pueden despreciarse los costes financieros, y (4) el coste de mantenimiento no aumenta al añadir un refrigerador intermedio. En el proceso de diseño se deben plantear las siguientes preguntas:

1. ¿Se debe diseñar cada refrigerador intermedio para dar la temperatura de salida mínima?
2. ¿Debería afectar al diseño el que en el futuro se doble el coste de la electricidad y el coste de la extracción del calor de un refrigerador intermedio?

En el diseño de un compresor determinado, los resultados deberían incluir las condiciones de entrada y salida en cada etapa y en cada refrigerador intermedio.

- 15.181. Las condiciones de entrada a una planta de turbina de gas de ciclo abierto con regeneración son los valores del ambiente de 1,013 bar y 300 K. La temperatura de entrada a la turbina es 1.100 K y los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina 0,85 y 0,88. La pérdida de presión en la cámara de combustión es el 3 por 100 de la presión a la entrada. En el regenerador, la pérdida de presión de cada una de las corrientes es el 2 por 100 de su presión de entrada al regenerador, en tanto que el rendimiento de éste es 0,50. En los apartados a a d que siguen pueden utilizarse o bien los valores de la tabla del aire, o bien valores constantes a temperatura ambiente de las capacidades térmicas específicas.
- (a) Estímese la relación de presiones del compresor r_p para el trabajo máximo de salida de un ciclo no regenerativo y el correspondiente rendimiento térmico.
 - (b) Repítase el apartado a con un ciclo regenerativo.
 - (c) Estímese la relación de presiones del compresor para el máximo rendimiento térmico de un ciclo no regenerativo y el correspondiente trabajo neto obtenido.
 - (d) Repítase el apartado c con un ciclo regenerativo.
 - (e) Su oficina de negocios ha preparado el coste del diseño final. Se ha supuesto que para $r_p = 6$ una planta de turbina de gas cuesta un millón de dólares, creciendo el coste con r_p^2 . Para una planta así, el coste de funcionamiento es inicialmente 50.000 dólares por año, siendo su variación directamente proporcional a la relación de presiones. La inflación se estima en un 6 por 100 anual. Determínese la relación de compresión en el ciclo que, funcionando durante 20 años, tenga un coste económico total exactamente el doble que el del dispositivo que funciona con $r_p = 6$ durante un tiempo de 10 años. [Téngase en cuenta que $\sum ar^{n-1} = a(1 - r^n)/(1 - r)$ con $n = 1, 2, 3, \dots$]
- 15.182. Investíguese la influencia de la temperatura de entrada a la turbina y de los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina sobre el rendimiento térmico y sobre el trabajo neto de salida de un ciclo de potencia de turbina de gas. El intervalo de temperaturas de entrada a considerar es 900 a 1.600 K, mientras que los rendimientos isoentrópicos del compresor y la turbina son 1, 0,94, 0,88 y 0,84. Muéstrense los gráficos pertinentes de los resultados y analícenlos.
- 15.183. Para producir 75 kW de trabajo neto para un automóvil se utiliza un ciclo simple de turbina de gas. Despréciense las pérdidas de calor en los

conductos y en los principales componentes, despréciense también las pérdidas de presión en los conductos y en la cámara de combustión. Se supone que el fluido de trabajo es el aire, y las capacidades térmicas específicas se consideran variables. El aire entra al compresor a 1 bar y 290 K y a la turbina a 1.140 K. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y el compresor son 0,84 y 0,82, respectivamente. Determinése (a) el trabajo de compresión, (b) el trabajo de la turbina, (c) el trabajo neto, y (d) el calor suministrado, todo ello en kJ/kg, (e) el rendimiento térmico, (f) el flujo másico, en kg/min, (g) el flujo volumétrico a la entrada del compresor, y (h) el flujo volumétrico a la salida de la turbina, ambos en m³/min. Efectúese la evaluación a distintas relaciones de presiones entre 4 y 13,5, de modo que se resalte la variación de las magnitudes pedidas con la relación de presiones.

- 15.184. Añádase un regenerador al ciclo de turbina de gas del Problema 15.183. Determinése los apartados a hasta f con los mismos datos, si el regenerador tiene un rendimiento del 70 por 100.
- 15.185. Para que las instalaciones respondan rápidamente a una demanda de potencia variable, se considera la inyección de vapor de agua en la turbina de gas. Para adaptar el exceso de flujos másicos respecto a los de diseño, se eligen turbinas de gas de la industria aeronáutica. Se inyecta vapor de agua a alta presión al aire que entra a la cámara de combustión, como se muestra en la Figura P15.185. La energía de los gases calientes que salen de la turbina se utiliza para generar el vapor en el recuperador de calor-generador de vapor (RCGV) a una presión P_8 igual a la presión P_2 del aire que sale del compresor. El comportamiento del ciclo global es función fundamentalmente de la relación de presiones y de la relación de flujos másicos utilizadas, permaneciendo los otros factores fijos. Como se muestra en la Figura 15.185, el aire entra al compresor a 1 bar y 300 K, la temperatura de entrada en la turbina es 1.400 K, el agua sale de la bomba y entra en el RCGV en el estado 7, y la mezcla aire-vapor de agua sale del RCGV a 1 bar y 87 °C. El compresor y la turbina se suponen isoentrópicos; las caídas de presión en los conductos de conexión y en el cambiador de calor se suponen despreciables.

Con una relación de presiones de 8 en el compresor y en la turbina, y con una relación de flujos másicos entre el vapor y el aire de 0,02 hasta 0,12, determinése la variación del rendimiento térmico y la potencia (en kW) con la relación de flujos másicos. ¿Indican los valores una relación óptima de los flujos másicos? Auméntese a continuación la relación de presiones a 12, y analícese cómo se ven afectados el rendimiento térmico y la potencia, con el mínimo soporte de cálculo.

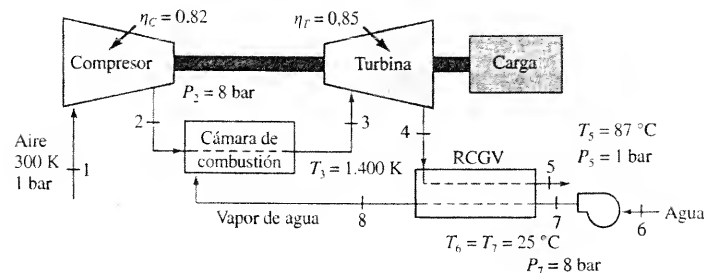


Figura P15.185

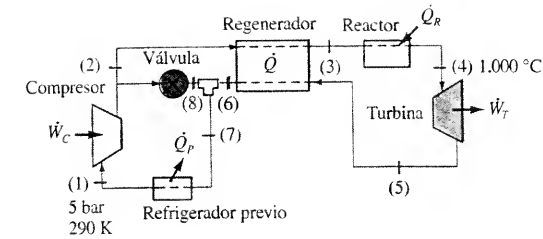


Figura P15.186

- 15.186. En la Figura P15.186 se muestra una planta de potencia de turbina de gas de ciclo cerrado como la que puede utilizarse para proporcionar potencia a una estación experimental aislada. Entre los factores de comportamiento característicos de los componentes se incluyen $\eta_c = 0,80$, $\eta_T = 0,82$, y para el regenerador $T_3 - T_2 = 0,87 (T_5 - T_2)$. La relación de presiones en el compresor debe estar comprendida entre 2,5:1 y 5:1. Debido a la caída de presión en el ciclo, la presión de entrada en la turbina es el 90 por 100 de la presión de salida del compresor y la relación de presiones en la turbina es el 85 por 100 de la correspondiente al compresor. La función de la válvula de derivación es el control de la carga; esto es, el control de la potencia bruta de salida de la turbina y por ende de la potencia neta obtenida en la turbina. El análisis de diseño debería contemplar al menos tres casos: (1) válvula de derivación cerrada con la potencia neta de salida de 500 kW, (2) válvula de derivación abierta de modo que el sistema sea automantenido (no hay potencia neta de salida), y (3) válvula de derivación colocada de modo que la potencia neta de salida sea el 50 por 100 de la del caso 1. Téngase en cuenta que los estados 1 y 4 son datos, y permanecen fijos en los tres casos. Entre los parámetros de diseño que deben determinarse en los tres casos y en las dos relaciones de presiones se deben incluir (a) las potencias del compresor y la turbina, en kW, (b) el flujo másico, en kg/h, (c) el flujo de calor del reactor, en kW, (d) el calor extraído en el refrigerador previo, en kW, y (e) el rendimiento global de la conversión de energía.

CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR



Con 14 unidades y una salida de 750 MW, «The Geysers» es el mayor productor de potencia geotérmica del mundo.

Una de las áreas de aplicación más importante de la Termodinámica es la producción de potencia eléctrica mediante plantas de potencia de vapor. En los Capítulos 5 y 6 se ha presentado una breve introducción sobre el tema, explicándose algunos conceptos básicos y algunas definiciones y limitaciones impuestas por la segunda ley a los ciclos de potencia. Las plantas de potencia de vapor de agua trabajan fundamentalmente con el mismo ciclo básico, tanto si el suministro de energía proviene de la combustión de combustibles fósiles (carbón, gas o petróleo) como si procede de un proceso de fisión en un reactor nuclear. El ciclo de vapor de agua se diferencia de los ciclos de gas explicados en el Capítulo 15 en que, durante algunas de las partes del ciclo, se hallan presentes tanto la fase líquida como la fase de vapor. Un ciclo de potencia eléctrica moderno a gran escala resulta bastante complicado en cuanto a los flujos de masa y energía. Para simplificar la naturaleza de estos ciclos se estudian en profundidad tomando como referencia modelos sencillos que contienen procesos idealizados. La ventaja que presentan estos modelos es que proporcionan una información cualitativa importante sobre la mayoría de los parámetros que afectan al funcionamiento del ciclo en su conjunto. En los textos clásicos que existen sobre este tema se pueden encontrar análisis más amplios de los ciclos de potencia de vapor.

16.1. EL CICLO RANKINE

El rendimiento térmico de un ciclo de potencia se hace máximo si toda la energía se suministra desde una fuente térmica a la máxima temperatura posible y toda la energía se cede a un sumidero a la temperatura más baja posible. El rendimiento térmico de un ciclo reversible que trabaja en estas condiciones es el rendimiento de Carnot, dado por $(T_A - T_B)/T_A$. El ciclo del motor térmico de Carnot estudiado en el Apartado 8.3 es un ciclo teórico que reúne estas características. Repasando, el ciclo de Carnot consta de dos procesos isotermos reversibles y dos procesos adiabáticos reversibles (isoentrópicos). Si en varias etapas del ciclo, el fluido de trabajo aparece en las fases líquida y vapor, el diagrama Ts del ciclo será análogo al mostrado en la Figura 16.1.

El ciclo del motor térmico de Carnot de la Figura 16.1 puede resumirse en los enunciados siguientes:

1. Se comprime isoentrópicamente vapor de agua húmedo, que se encuentra en el estado 1, hasta el estado 2 de líquido saturado.
2. A la presión alta del estado 2 se comunica calor a presión constante (y a temperatura constante), hasta que el agua se encuentra como vapor saturado en el estado 3.
3. A continuación se expande isoentrópicamente el fluido en la turbina hasta el estado 4.
4. El vapor húmedo que sale de la turbina se condensa parcialmente a presión constante (y temperatura constante) hasta el estado 1, cediendo calor.

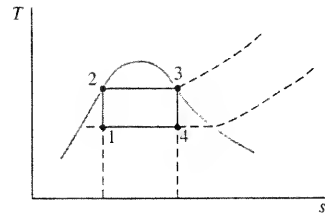


Figura 16.1. Diagrama Ts de un ciclo de potencia de vapor de Carnot.

El rendimiento térmico del ciclo es, por supuesto, el más alto de los rendimientos de los motores que trabajan entre las temperaturas T_1 y T_2 , viniendo dado por $(T_2 - T_1)/T_2$. Sin embargo, con fluidos que experimentan cambios de fase, el modelo del motor térmico de Carnot no es viable en la práctica. Es difícil, por ejemplo, comprimir isoentrópicamente una mezcla bifásica como exige el proceso 1-2. Segundo, para terminar en el estado 1 con la calidad deseada, habría que controlar de manera muy precisa el proceso de condensación 4-1. Tercero, el proceso de expansión isoentrópica da lugar a un fluido en el estado 4 con un alto contenido de humedad. Esto provocaría que las gotitas de líquido erosionasen los álabes de la turbina. Cuarto, el rendimiento de un ciclo de Carnot se ve muy afectado por la temperatura T_2 a la que se comunica el calor. La temperatura crítica del vapor de agua es solamente de 374 °C (705 °F). Por tanto, si el ciclo va a funcionar en la región húmeda, la temperatura máxima posible se encuentra seriamente limitada.

Las objeciones enumeradas en el párrafo anterior del ciclo de potencia de vapor de Carnot pueden eliminarse efectuando dos modificaciones. Primera, el proceso 4-1 de la Figura 16.1 se lleva a cabo de modo que el vapor húmedo que sale de la turbina se condense por completo hasta el estado de líquido saturado a la presión de salida de la turbina. El proceso de compresión 1-2 se realiza ahora mediante una bomba de líquidos, que eleva isoentrópicamente la presión del líquido que sale del condensador hasta la presión deseada para el proceso 2-3. Segunda, durante el proceso 2-3 se sobrecalienta el fluido hasta una temperatura T_3 , que es con frecuencia superior a la temperatura crítica. Este modelo de ciclo de planta de potencia de vapor recibe el nombre de **ciclo Rankine**. En el diagrama Ts de la Figura 16.2 se representa esquemáticamente el ciclo básico. El ciclo Rankine consta entonces de

- 1-2. Compresión isoentrópica en una bomba.
- 2-3. Suministro de calor a presión constante en una caldera con sobrecalentador.

- 3-4. Expansión isoentrópica en una turbina.
- 4-1. Cesión de calor a presión constante en un condensador.

El calor recibido a temperatura constante en el ciclo de Carnot se ha sustituido en el ciclo Rankine por calor recibido a presión constante con aumento de temperatura.

Después de que el vapor saturado sale de la caldera en el estado 3', pasa a través de otra región donde recibe energía, llamada sobrecalentador. El proceso de transferencia de calor o de *sobrecalentamiento* conduce a temperaturas de entrada en la turbina más altas, sin que aumente la presión máxima del ciclo. En general, en el estado 3 se permiten temperaturas comprendidas en el intervalo de 540 °C a 600 °C (1.000 °F a 1.100 °F). Adviértase que la temperatura media a la que se produce la transferencia de calor durante el proceso 3'-3 es mayor que la del proceso de transferencia de calor que tiene lugar en la caldera, mientras que durante la cesión de calor (proceso 4-4') sigue siendo la misma. Tomando como referencia el análisis de un ciclo de Carnot, cabe esperar que el sobrecalentamiento aumente el rendimiento térmico. El otro punto importante es que la calidad del estado 4 es considerablemente más alta que la del estado 4'. Por tanto, el sobrecalentamiento alivia también el problema de la humedad en la turbina.

Si los procesos de transferencia de calor son reversibles, el calor transferido al fluido en el conjunto caldera-sobrecalentador viene representado por el área encerrada entre los estados 2-d-3'-3-b-a-2 del diagrama Ts de la Figura 16.2. El área encerrada por los puntos 1-4-b-a-1 representa entonces el calor cedido por el fluido en el condensador. La ecuación de la energía aplicada a un proceso cíclico estacionario exige que el calor neto que entra (o suministrado) sea igual al trabajo neto que sale. De ahí que el trabajo neto que proporciona el ciclo esté representado por la diferencia de áreas del calor que entra y el calor que sale, es decir, el área 1-2-d-3'-3-4-1. El rendimiento térmico se define como $w_{\text{neto, sal}}/q_{\text{sum}}$.

Aplicando la ecuación de la energía por unidad de masa y en régimen estacionario a cada componente por separado, se obtienen las expresiones del calor y el trabajo del ciclo Rankine

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Despreciando las variaciones de energía cinética y potencial, la ecuación básica de la energía en régimen estacionario queda reducida para cada uno de los procesos a $q + w = h_{\text{sal}} - h_{\text{ent}}$. El trabajo isoentrópico de la bomba viene dado por

$$w_B = h_2 - h_1$$

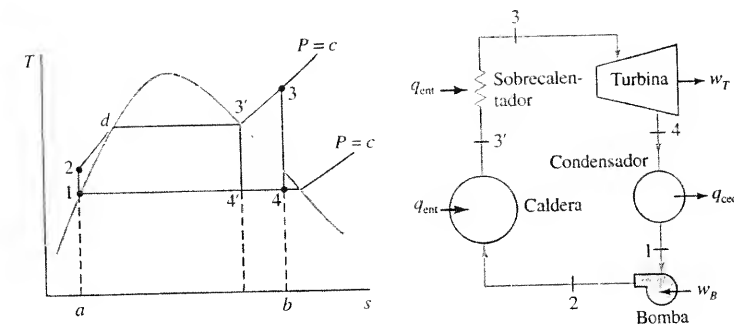


Figura 16.2. Diagrama Ts y esquema del equipo de un ciclo Rankine con sobrecalentamiento.

El valor de h_2 se puede obtener por interpolación en la tabla del agua de líquido comprimido, o mediante un programa de ordenador de datos del vapor de agua. Un método alternativo consiste en calcular el trabajo isoentrópico de la bomba con la ecuación del trabajo en régimen estacionario

$$w_{c,i} = \int v \, dP \quad [16.31]$$

Como la variación del volumen específico del agua líquida, desde el estado de saturación al estado del líquido comprimido a las presiones a las que se encuentra normalmente en las plantas de potencia de vapor, es menor del 1 por 100, se puede considerar que en la bomba el fluido se comporta como incompresible. En consecuencia, el trabajo de la bomba se determina a menudo con la precisión deseada, mediante la relación

$$w_{B,ent} = v_{f,1}(P_2 - P_1) \quad s_1 = s_2 \quad [16.1]$$

siendo $v_{f,1}$ el volumen específico del líquido saturado en el estado 1. Nótese que se ha exagerado mucho la longitud de la línea 1-2 de la Figura 16.2. De hecho, el aumento de temperatura debido a la compresión isoentrópica es bastante pequeño.

El calor suministrado por unidad de masa es

$$q_{sum} = q_{23} = h_3 - h_2 \quad P_3 = P_2 \quad [16.2]$$

El trabajo isoentrópico de la turbina es

$$w_{T,sat} = h_3 - h_4 \quad s_3 = s_4 \quad [16.3]$$

y el calor cedido en el condensador es

$$q_{cond,ced} = h_4 - h_1 \quad P_4 = P_1 \quad [16.4]$$

Las relaciones del calor y el trabajo pueden expresarse también referidas a la unidad de tiempo. Recuérdese que $Q = \dot{m}q$ y $W = \dot{m}w$, siendo \dot{m} el flujo másico de vapor de agua que atraviesa el dispositivo. El rendimiento térmico de un ciclo de Rankine ideal puede escribirse entonces como

$$\eta_t = \frac{w_{T,sat} - w_{B,ent}}{q_{sum}} = \frac{h_3 - h_2 - v_{f,1}(P_2 - P_1)}{h_3 - h_2} \quad [16.5a]$$

El rendimiento térmico también puede expresarse de forma alternativa como

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{ced}}{q_{sum}} = 1 - \frac{h_4 - h_1}{h_3 - h_2} \quad [16.5b]$$

Esta última ecuación se basa en el hecho de que el trabajo neto de salida es igual al calor neto suministrado al ciclo.

El calor que se extrae del vapor de agua en el condensador se transfiere a una corriente de agua líquida procedente de un río, o un lago, o un estanque, como se indica en la Figura 16.3. Esta «agua de refrigeración» (wr) experimenta un pequeño aumento de temperatura al atravesar el condensador. El balance de energía aplicado al volumen de control situado alrededor del condensador se reduce a

$$\dot{m}(h_1 - h_2) + \dot{m}_{wr}(h_{wr,1} - h_{wr,2}) = 0 \quad [16.6]$$

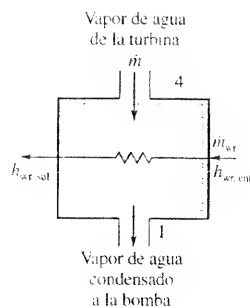


Figura 16.3. Esquema de un condensador de un ciclo de potencia de vapor.

pues las interacciones calor y trabajo, así como las variaciones de las energías cinética y potencial, son despreciables. El valor de la entalpía del agua de refrigeración puede aproximarse utilizando la entalpía del líquido saturado a la temperatura dada. Como alternativa, si se supone fluido incompresible a presión constante, entonces $\Delta h_{wc} = c \, \Delta T$. Cualquiera de los dos métodos es válido. En un ciclo de vapor dado, el balance energético anterior relaciona el flujo másico de agua de refrigeración necesario con su aumento de temperatura. A continuación se ofrecen algunos ejemplos típicos.

EJEMPLO 16.1

Determinese (a) la calidad del vapor que sale de la turbina, y (b) el rendimiento térmico de un ciclo Rankine ideal sin sobrecalentamiento en el que las condiciones de entrada a la turbina son vapor saturado a 30 bar y la presión del condensador es 0,1 bar.

Solución

Datos. El ciclo Rankine ideal sin sobrecalentamiento de la Figura 16.4.

Incógnitas. (a) x_4 , y (b) η_t .

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Análisis. (a) El balance de energía en régimen estacionario referido a la unidad de masa es

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Si se desprecian Δe_c y Δe_p , entonces $q + w = \Delta h$. Los datos obtenidos de las tablas del vapor de agua, con la notación de la Figura 16.2, son

$$h_3 = h_g \text{ a } 30 \text{ bar} = 2.804,2 \text{ kJ/kg}$$

$$h_1 = h_f \text{ a } 0,1 \text{ bar} = 191,8 \text{ kJ/kg}$$

El trabajo de la bomba es

$$w_{B,ent} = v_f \Delta P = 1,01 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg} \times 29,9 \text{ bar} \times \frac{10^2 \text{ kJ}}{\text{bar} \cdot \text{m}^2} = 3,0 \text{ kJ/kg}$$

Aplicando el balance de energía a la bomba, se puede obtener h_2

$$h_2 = h_1 + w_{B,ent} = (191,8 + 3,0) \text{ kJ/kg} = 194,8 \text{ kJ/kg}$$

La entalpía del estado 4 es el valor correspondiente a 0,1 bar con $s_4 = s_3 = s_g$ a 30 bar. Como $s_g = 6,1869 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$, se tiene que

$$s_4 = 6,1869 = (s_f + x s_{fg})_{0,1 \text{ bar}} = 0,6493 + x(8,1502 - 0,6493)$$

$$x_4 = \frac{5,5376}{7,5009} = 0,738 \text{ (73,8 por 100)}$$

$$h_4 = h_f + x h_{fg} = [191,8 + 0,738(2.393,8)] \text{ kJ/kg} = 1.958,3 \text{ kJ/kg}$$

(b) La evaluación del rendimiento térmico requiere calcular los trabajos de la turbina y la bomba y el calor suministrado al sistema. Recurriendo al balance energético anterior

$$w_{T,sat} = h_3 - h_4 = 2.804,2 - 1.958,3 = 845,9 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{sum} = h_3 - h_2 = 2.804,2 - 194,8 = 2.609,4 \text{ kJ/kg}$$

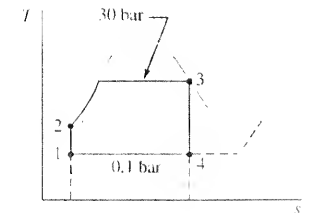


Figura 16.4. Diagrama Ts de un proceso con datos del Ejemplo 16.1.

El rendimiento térmico es igual a

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{845,9 - 3,0}{2.609,4} = 0,323 \text{ (32,3 por 100)}$$

EJEMPLO 16.2

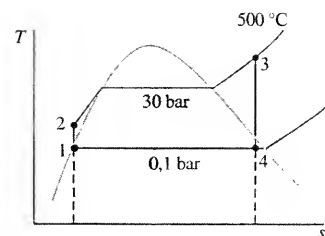


Figura 16.5. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 16.2.

A la turbina de un ciclo Rankine ideal entra vapor sobrecalentado a 30 bar y 500 °C y sale del condensador como líquido saturado a 0,1 bar. Determínese (a) el rendimiento térmico, (b) el flujo másico de vapor necesario en kg/h, (c) el flujo de calor suministrado al ciclo en MW, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración en kg/h si ésta aumenta su temperatura desde 18 hasta 28 °C. La potencia neta de salida es 100 MW.

Solución

Datos. El ciclo Rankine ideal sin sobrecalentamiento de la Figura 16.5.

Incógnitas. (a) η_t , (b) \dot{m} en kg/h, (c) \dot{Q}_{sum} en MW, y (d) \dot{m}_{wr} en kg/h.

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles; se desprecian los términos cinético y potencial.

Análisis. El balance de energía en régimen estacionario referido a la unidad de masa es

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta p_c$$

Si se desprecian Δe_c y Δp_c , entonces $q + w = \Delta h$.

(a) En este ejemplo se tienen las mismas condiciones de presión que en el Ejemplo 16.1. Sin embargo, el vapor que entra a la turbina está sobrecalentado desde la saturación a 234 °C hasta 500 °C. El trabajo de la bomba sigue siendo el mismo, es decir, 3,0 kJ/kg, pero todos los otros valores de calor y trabajo cambian. La entalpía a la entrada de la turbina h_3 es ahora 3.456,5 kJ/kg, y la entropía en ese mismo estado es 7,2338 kJ/kg · K. Por tanto, empleando el valor de $h_2 = 194,8$ kJ/kg del ejemplo anterior, se tiene que

$$q_{\text{sum}} = h_3 - h_2 = 3.456,5 - 194,8 = 3.261,7 \text{ kJ/kg}$$

habiéndose utilizado la notación de la Figura 16.5. El cálculo del trabajo de la turbina requiere determinar primero el estado isentrópico final 4. Como $s_3 = s_4 = 7,2338$ kJ/kg · K

$$7,2338 = (s_f + x s_{fg})_{a \text{ 0,1 bar}} = 0,6493 + x(7,5009)$$

$$\text{o} \quad x_4 = \frac{6,5845}{7,5009} = 0,878 \text{ (87,8 por 100)}$$

$$h_4 = (h_f + x h_{fg})_{a \text{ 0,1 bar}} = 191,8 + 0,878(2.392,8) = 2.292,7 \text{ kJ/kg}$$

Así pues

$$w_{T, \text{sal}} = h_3 - h_4 = 3.456,5 - 2.292,7 = 1.163,8 \text{ kJ/kg}$$

El rendimiento térmico queda

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{1.163,8 - 3,0}{3.261,7} = 0,356 \text{ (35,6 por 100)}$$

(b) El flujo másico de vapor de agua se obtiene de la relación fundamental entre trabajo y potencia, $\dot{W} = \dot{m}w$. Por tanto

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{\dot{W}_{\text{net, sal}}}{w_{\text{net, sal}}} = \frac{\dot{W}_{\text{net, sal}}}{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)} = \frac{(100 \text{ MW})(10^3 \text{ kW/MW})}{(1.163,8 - 3,0) \text{ kJ/kg}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{\text{kW} \cdot \text{s}} \times \frac{3.600 \text{ s}}{\text{h}} = \\ &= 3,10 \times 10^5 \text{ kg/h} \end{aligned}$$

(c) El flujo de calor suministrado al ciclo se obtiene de $\dot{Q}_{\text{sum}} = \dot{m}q_{\text{sum}}$. Así

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{sum}} &= (3,10 \times 10^5 \text{ kg/h})(3.261,7 \text{ kJ/kg})(\text{h}/3.600 \text{ s}) = \\ &= 281.000 \text{ kW} = 281 \text{ MW} \end{aligned}$$

De manera alternativa, se tiene que $\dot{Q}_{\text{sum}} = \dot{W}_{\text{net, sal}}/\eta_t = 100 \text{ MW}/0,356 = 281 \text{ MW}$.

(d) Al aplicar el balance de energía al volumen de control localizado alrededor del condensador, la Ecuación [16.6] proporciona una expresión para \dot{m}_{wr}

$$\dot{m}_{\text{wr}} = \frac{\dot{m}(h_4 - h_1)}{(h_{\text{sal}} - h_{\text{ent}})_{\text{wr}}} = \frac{3,10 \times 10^5 \text{ kg/h}(2.292,7 - 191,8) \text{ kJ/kg}}{(117,43 - 75,58) \text{ kJ/kg}} = 15,56 \times 10^6 \text{ kg/h}$$

en la que las entalpías del agua de refrigeración corresponden a valores de líquido saturado a las temperaturas dadas. Utilizando un valor de la capacidad térmica específica del agua líquida igual a 4,184 kJ/kg · K, tomado de la Tabla A.4, la variación de entalpía del agua de refrigeración sería 41,84 kJ/kg en lugar de 42,15 kJ/kg empleado previamente. Esto afectaría en menos de un 1 por 100 al valor de \dot{m}_{wr} .

Comentario. El efecto del sobrecalentamiento es aumentar el rendimiento térmico desde un 31,4 por 100 hasta un 35,6 por 100, y aumentar la calidad del vapor de agua que sale de la turbina, desde un 74,8 por 100 hasta un 87,8 por 100. Aunque este último valor de la calidad sigue siendo cuestionable, hay que recordar que los cálculos anteriores se basan en la hipótesis de flujo isentrópico a través de la turbina. La presencia de irreversibilidades en la corriente, aunque disminuye el trabajo de salida de la turbina, hace aumentar la calidad a la salida. Otra cuestión es que la eficiencia de Carnot, calculada con las temperaturas máxima y mínima del ciclo con sobrecalentamiento (500 °C y 45,8 °C), es ahora del 58,7 por 100. Esto se encuentra considerablemente por encima del 35,6 por 100 del ciclo analizado idealmente. Como el calor se le comunica al fluido a 500 °C, solamente al final del proceso de suministro del calor, la temperatura media a la que se suministra el calor se encuentra muy por debajo de los 500 °C. Como consecuencia, el rendimiento del ciclo empieza a desviarse considerablemente del predicho para el ciclo de Carnot.

Es interesante destacar de los ejemplos anteriores que en los ciclos de potencia de vapor, el trabajo de la bomba es una parte muy pequeña del trabajo de la turbina. El cociente entre el trabajo que entra y el que sale se denomina *relación de acoplamiento*, o ra , y en el ciclo Rankine viene dado por $ra = w_{B, \text{ent}}/w_{T, \text{sal}}$. En el ciclo Rankine ideal del ejemplo anterior esta relación es inferior a 0,01. En el análisis del ciclo de turbina de gas del Capítulo 15 se tiene que el compresor consume gran parte de la salida de la turbina. Esta importante diferencia se debe a la diferencia entre los volúmenes específicos de un líquido y un gas. Como el trabajo necesario para comprimir reversiblemente un fluido sometándolo a un incremento de presión determinado viene dado por $w = \int v dP$ (véase la Ecuación [7.32]), para la misma variación de presiones consume mucho menos trabajo comprimir un líquido que un gas.

16.1.1. INFLUENCIA DE LA PRESIÓN DEL CONDENSADOR EN EL CICLO RANKINE

Basándose en el ciclo teórico de Carnot, se puede aumentar el rendimiento del ciclo Rankine simple estudiado previamente, bien disminuyendo la temperatura a la que se cede el calor, o bien aumentando la temperatura media a la que se comunica el calor. Lo primero se consigue disminuyendo la presión de salida de la turbina, lo que a su vez hace disminuir el valor de T_4 (y T_1), representado en la Figura 16.2. Este punto se ilustra en la Figura 16.6. El área sombreada, encerrada entre los estados 1-2'-1''-4''-4-1, es una medida de lo que disminuye el calor

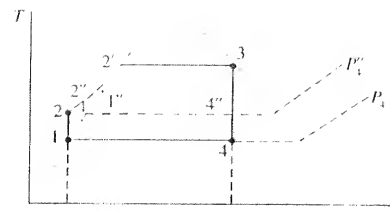


Figura 16.6. Influencia de la presión de salida de la turbina sobre el rendimiento térmico de un ciclo Rankine ideal.

que cede el ciclo cuando la presión de salida disminuye desde P_4'' hasta P_4 . Esta área es también una medida de lo que aumenta el trabajo neto de salida. El aumento del calor suministrado se mide por el área total bajo de la curva 2-2''. Por tanto, como consecuencia de disminuir la presión de salida, aumentan el calor que es necesario suministrar al ciclo y el trabajo neto de salida. El efecto global de estos dos cambios es un aumento del rendimiento térmico. El ejemplo siguiente ilustra este hecho.

EJEMPLO 16.3

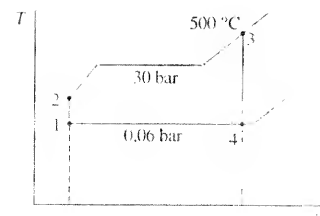


Figura 16.7. Diagrama Ts del proceso correspondiente a los datos del Ejemplo 16.3.

Determinese (a) el rendimiento térmico, y (b) la relación de acoplamiento de un ciclo ideal con sobrecalentamiento, en el que las condiciones de entrada de la turbina son 30 bar y 500 °C y la presión del condensador es 0,06 bar.

Solución

Datos. El ciclo Rankine ideal con sobrecalentamiento de la Figura 16.7.

Incógnitas. (a) η_t , y (b) la relación de acoplamiento.

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles; se desprecian los términos cinético y potencial.

Análisis. Este problema es igual que el del Ejemplo 16.2, excepto que se ha disminuido la presión del condensador desde 0,1 bar hasta 0,06 bar. Por tanto, los valores de h_1 , h_2 y h_3 siguen siendo los mismos, mientras que w_B y q_{sum} varían de manera poco significativa. Dichos valores son

$$h_1 = 191,8 \text{ kJ/kg} \quad h_2 = 194,8 \text{ kJ/kg} \quad h_3 = 3,456,5 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{B, \text{ent}} = 3,0 \text{ kJ/kg} \quad q_{sum} = 3,261,7 \text{ kJ/kg}$$

(a) El único valor que cambia es h_4 . Como $s_3 = s_4 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$

$$7,2338 = (s_f + s_{fg})_{0,06 \text{ bar}} = 0,5210 + x_4(8,3304 - 0,5210)$$

$$x_4 = \frac{6,7128}{7,8094} = 0,860 \text{ (86,0 por 100)}$$

$$h_4 = (h_f + h_{fg})_{0,06 \text{ bar}} = 191,8 + 0,860(2,415,9) = 2,268,4 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, aplicando el balance energético en el que se han hecho ya aproximaciones, $q + w = \Delta h$

$$w_{T, \text{sal}} = h_3 - h_4 = 3,456,5 - 2,268,4 = 1,188,1 \text{ kJ/kg}$$

El rendimiento térmico queda

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{sum}} = \frac{1,188,1 - 3,0}{3,261,7} = 0,363 \text{ (36,3 por 100)}$$

(b) La relación de acoplamiento (ra) del ciclo es

$$ra = \frac{w_{B, \text{ent}}}{w_{T, \text{sal}}} = \frac{3,0}{1,188,1} = 0,0025$$

Así pues, una pequeña parte de la salida de la turbina se emplea en mover la bomba.

Comentario. Comparando los Ejemplos 16.2 y 16.3 se observa que al bajar la presión del condensador desde 0,1 hasta 0,06 bar, el rendimiento térmico aumenta desde el 35,6 hasta el 36,3 por 100.

El ejemplo anterior ilustra la influencia de la presión de salida de la turbina sobre el trabajo que sale y el rendimiento térmico de un ciclo Rankine simple. No obstante, existe un límite inferior para la presión del condensador. La transferencia de calor tiene lugar desde el vapor de agua que condensa hacia el agua de refrigeración o el aire atmosférico. Normalmente, la temperatura del agua de refrigeración, o del aire, variará en un intervalo muy estrecho. Éste puede ser de 15 °C a 30 °C (60 °F a 90 °F). Para mantener unos flujos de calor adecuados, a través de la superficie de transferencia de calor, debe existir una diferencia de temperatura de 10 °C a 15 °C (75 °F a 115 °F). De esto se deduce que la temperatura mínima de condensación del vapor de agua debe situarse entre los 25 °C y los 45 °C (75 °F a 115 °F). En las tablas del vapor de agua en saturación se observa que las presiones correspondientes a estos intervalos de temperatura están entre 0,03 bar y 0,10 bar aproximadamente (0,5 psia a 1,5 psia). Así, en los condensadores de las plantas de potencia de vapor modernas se pueden tener presiones bastante bajas, muy por debajo de los valores atmosféricos. No obstante, esta presión varía en un intervalo bastante pequeño.

Aunque disminuir la presión de salida es ventajoso desde el punto de vista del aumento del rendimiento térmico, presenta el gran inconveniente de aumentar el contenido en humedad (disminuir la calidad) del fluido que abandona la turbina. Este aumento del contenido en humedad en la turbina hace disminuir el rendimiento de una turbina real. Además, el choque de las gotitas de líquido con los álabes de la turbina puede ocasionar un problema serio de erosión. En la práctica, es deseable mantener el contenido de humedad por debajo del 10 por 100 a la salida de la turbina. También, aumentar la temperatura media a la que se suministra el calor, aumenta el rendimiento térmico del ciclo Rankine. Sin embargo, la temperatura máxima del ciclo a la entrada de la turbina viene limitada generalmente por cuestiones metalúrgicas.

16.1.2. INFLUENCIA DE LAS IRREVERSIBILIDADES EN EL FUNCIONAMIENTO DEL CICLO DE POTENCIA DE VAPOR

Los distintos aspectos del ciclo Rankine estudiados con anterioridad en este apartado se refieren todos a ciclos ideales. No se han tenido en cuenta las irreversibilidades. En los conductos siempre existen pérdidas por fricción que originan caídas de presión. En los equipos modelados como adiabáticos se tienen pérdidas por transferencia de calor. En la turbina y la bomba son especialmente importantes las irreversibilidades debidas a la fricción. Si se consideran despreciables las pér-

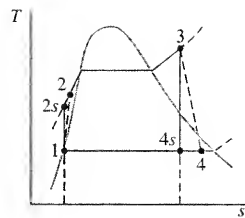


Figura 16.8. Diagrama Ts de un ciclo de potencia de vapor simple con la turbina y la bomba funcionando irreversiblemente.

EJEMPLO 16.4

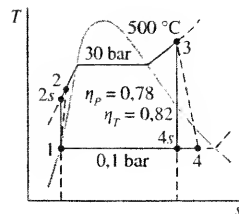


Figura 16.9. Diagrama Ts del proceso correspondiente a los datos del Ejemplo 16.4.

didas de calor en la turbina o en la bomba, para ajustar más el análisis ideal al funcionamiento real, hay que tener en cuenta los rendimientos adiabáticos de estos equipos. En el Apartado 8.2 se introduce el concepto de rendimiento adiabático para varios dispositivos de flujo. Repasando, para turbinas y bombas

$$\eta_T \equiv \frac{w_{\text{sal}}}{w_{s, \text{sal}}} = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4s}} \quad [8.17]$$

$$\eta_B \equiv \frac{w_{s, \text{ent}}}{w_{\text{ent}}} = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad [8.29]$$

La Figura 16.8 muestra la variación de los estados de salida de la turbina y la bomba cuando existen irreversibilidades.

Las condiciones de entrada de la turbina de un ciclo Rankine son 30 bar y 500 °C y la presión a la salida de la misma es 0,1 bar. La turbina funciona adiabáticamente con un rendimiento del 82 por 100, mientras que el rendimiento de la bomba es del 78 por 100. Calcúlese (a) el rendimiento térmico del ciclo, (b) la relación de acoplamiento, (c) el flujo másico de vapor de agua necesario, en kg/h, si la potencia neta de salida es 100 MW, (d) el flujo másico de agua de refrigeración necesario, en kg/h, si la temperatura del agua aumenta desde 18 °C hasta 28 °C, y (e) la producción de entropía en la turbina y en la bomba, en kJ/kg · K.

Solución

Datos. El ciclo Rankine con la turbina y la bomba irreversibles de la Figura 16.9.

Incógnitas. (a) η_t , (b) ra , (c) \dot{m}_{vapor} , (d) \dot{m}_{wr} , y (e) $\sigma_{m, T}$, $\sigma_{m, B}$.

Modelo. Régimen estacionario, turbina y bomba irreversibles.

Análisis. Se desprecian las pérdidas que no sean las de la turbina y la bomba. Si se desprecian Δe_c y Δe_p , el balance energético en régimen estacionario $q + w = \Delta h$ es válido.

(a) La entalpía de entrada a la turbina h_3 y la entropía s_3 son, respectivamente, 3.456,5 kJ/kg y 7.2338 kJ/kg · K, tomadas del Ejemplo 16.3. Además, la expansión isoentrópica hasta 0,1 bar da un valor de entalpía a la salida h_{4s} de 2.292,7 kJ/kg. El trabajo de salida real es igual a la variación de entalpía en el caso isoentrópico, multiplicada por el rendimiento de la turbina adiabática. Así

$$w_{T, \text{sal}} = \eta_T (-\Delta h_{T, s}) = 0,82(3.456,5 - 2.292,7) = 954,3 \text{ kJ/kg} = h_3 - h_4$$

Con $h_3 = 3.456,5$ kJ/kg, $h_4 = 3.456,5 - 954,3 = 2.502,2$ kJ/kg. Como h_g a 0,1 bar es 2.584,7 kJ/kg, el vapor de agua que sale de la turbina está en la zona húmeda. La calidad a la salida es aproximadamente del 96,6 por 100. Ya se obtuvo que el trabajo isoentrópico de la bomba era igual a 3,0 kJ/kg, aplicando que $w_B = v \Delta p$. Para el proceso irreversible esto se convierte en

$$w_{B, \text{ent}} = \frac{w_{B, s, \text{ent}}}{\eta_B} = \frac{3,0}{0,78} = 3,8 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, la entalpía del agua que sale de la bomba es

$$h_2 = h_1 + w_{B, \text{ent}} = 191,8 + 3,8 = 195,6 \text{ kJ/kg}$$

Entonces, el rendimiento térmico queda

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{h_3 - h_2} = \frac{954,3 - 3,8}{3.456,5 - 195,6} = 0,29 \text{ (29,1 por 100)}$$

(b) La relación de acoplamiento (ra) del ciclo es

$$ra \equiv \frac{w_{B, \text{ent}}}{w_{T, \text{sal}}} = \frac{3,8}{954,3} = 0,0040$$

Por tanto, la relación de acoplamiento ha pasado de 0,0025 a 0,0040 debido a las irreversibilidades de la turbina y de la bomba. El valor sigue siendo muy pequeño.

(c) El flujo másico de vapor de agua se obtiene de la relación fundamental entre trabajo y potencia $\dot{W} = \dot{m}w$. Así

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{\dot{W}_{\text{neto, sal}}}{w_{\text{neto, sal}}} = \frac{\dot{W}_{\text{neto, sal}}}{(h_3 - h_4) - (h_2 - h_1)} = \\ &= \frac{(100 \text{ MW})(10^3 \text{ kW/MW})}{(954,3 - 3,8) \text{ kJ/kg}} \times \frac{1 \text{ kJ}}{\text{kW} \cdot \text{s}} \times \frac{3.600 \text{ s}}{\text{h}} = \\ &= 3,79 \times 10^5 \text{ kg/h} \end{aligned}$$

Esto representa un aumento del 22 por 100 con respecto al ciclo Rankine ideal.

(d) El balance de energía para un volumen de control aplicado al condensador, con $\dot{Q} = 0$ y $\dot{W} = 0$ permite obtener una expresión para el flujo de agua de refrigeración

$$\dot{m}_{\text{wr}} = \frac{\dot{m}(h_4 - h_1)}{(h_{\text{sal}} - h_{\text{ent}})_{\text{wr}}} = \frac{3,79 \times 10^5 \text{ kg/h} (2.502,2 - 191,8)}{117,43 - 75,58} = 20,92 \times 10^6 \text{ kg/h}$$

donde las entalpías del agua de refrigeración tienen los valores correspondientes a las del líquido saturado a las temperaturas dadas.

(e) La ecuación para la producción de entropía en régimen estacionario es

$$\dot{\sigma}_{\text{ve}} = \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j}$$

Esta ecuación, aplicada a un dispositivo adiabático en régimen estacionario y referida a la unidad de masa, se reduce a $\sigma_{m, \text{vc}} = s_s - s_e$. Para una turbina

$$s_4 = (1 - x)s_f + xs_g = 0,034(0,6493) + 0,966(8,1502) = 7,8952 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Para el estado 3 a 30 bar y 500 °C, $s_3 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Por tanto

$$\sigma_{m, T} = s_4 - s_3 = 7,8952 - 7,2338 = 0,6614 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

La producción de entropía en el interior de la bomba viene dada por $\sigma_{m, B} = s_2 - s_1$. El estado 2 se encuentra a 30 bar y $h_2 = 195,6 \text{ kJ/kg}$. Empleando una tabla de datos del agua programada en un ordenador (o interpolando en la Tabla A.15), se obtiene $s_2 = 0,6516 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$ y $s_1 = s_f$ a 0,1 bar. Por tanto

$$\sigma_{m, B} = 0,6516 - 0,6493 = 0,0023 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Suponiendo que el fluido es incompresible, se obtiene para la bomba un resultado menos preciso. En este caso, el balance de energía muestra que $\Delta u = c\Delta T = w_B - w_{B, s} = 0,8 \text{ kJ/kg}$. En la Tabla A.4, $c = 4,18 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Así

$$\Delta T = \frac{0,8 \text{ kJ/kg}}{4,18 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}} = 0,19 \text{ °C} \quad T_1 = 45,81 \text{ °C} = 318,96 \text{ K} \quad T_2 = 319,15 \text{ K}$$

Por tanto, utilizando para Δs la ecuación del modelo incompresible

$$\sigma_{m, B} = \Delta s = c \ln \frac{T_2}{T_1} = 4,18 \ln \frac{319,15}{318,96} = 0,0025 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Este valor concuerda razonablemente bien con el obtenido utilizando datos tabulados.

Comentario. Las irreversibilidades disminuyen el rendimiento térmico, desde el 35,6 por 100 del ciclo Rankine ideal hasta el 29,1 por 100. El agua de refrigeración necesaria aumenta en un 34 por 100 con respecto al ciclo ideal. Además, la producción de entropía en la turbina es cientos de veces mayor que en la bomba.

16.2. EL CICLO CON RECALENTAMIENTO

El rendimiento del ciclo Rankine ideal se puede aumentar utilizando una zona de sobrecalentamiento. Este proceso eleva la temperatura media a la que el ciclo recibe el calor, aumentando teóricamente el rendimiento. Elevando la presión de caldera del ciclo se puede conseguir una ganancia equivalente en la temperatura media del proceso de transferencia del calor. Esto puede ocasionar un coste inicial más alto del generador de vapor (caldera más sobrecalentador), debido a que han de soportarse presiones más altas; pero al cabo de los años, el mayor rendimiento del conjunto puede llegar a compensar con creces este coste adicional. Sin embargo, para una temperatura máxima determinada del generador de vapor, el aumento de la presión del generador origina la disminución de la calidad del vapor de agua que sale de la turbina. Para evitar el problema potencial de erosión de los álabes de turbina, y seguir aprovechando las ventajas de conseguir una temperatura más alta aumentando la presión de la caldera, se ha desarrollado el *ciclo con recalentamiento*.

En el ciclo con recalentamiento, el vapor de agua no se expande por completo en una sola etapa hasta la presión del condensador. Tras expandirse parcialmente, el vapor de agua se extrae de la turbina y se recalienta a presión constante. A continuación, se le devuelve a la turbina para su expansión posterior hasta la presión de salida. Se puede considerar que la turbina está constituida por dos etapas, una de presión alta y la otra de presión baja. La Figura 16.10 muestra el ciclo con recalentamiento en un diagrama Ts y un esquema del equipo. El estado 4, tras la primera etapa de expansión, está generalmente próximo a la línea de saturación. La temperatura tras el recalentamiento hasta alcanzar el estado 5, representado en el Figura 16.10, es generalmente igual o algo inferior a la temperatura de entrada a la primera etapa de la turbina.

Debe ponerse extremo cuidado al elegir el camino 4-5 para el recalentamiento, porque la temperatura media de este proceso puede llegar a resultar inferior a la temperatura media del proceso 2-3 en el que se comunica calor. Por tanto, el recalentamiento no aumenta necesariamente el rendimiento térmico del ciclo

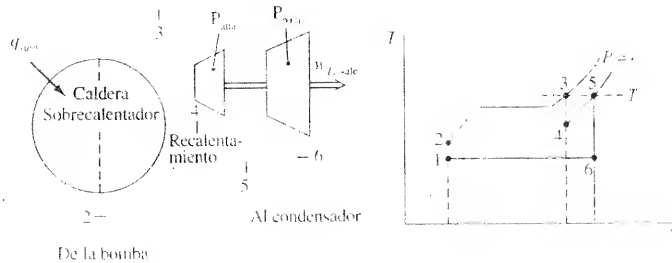


Figura 16.10. Esquema de la instalación y diagrama Ts de un ciclo ideal de potencia de vapor con recalentamiento.

Rankine básico. No obstante, el uso correcto del recalentamiento eliminará el hecho indeseable del alto contenido en humedad a la salida de la turbina, y también aumentará el rendimiento térmico. Existe una presión de recalentamiento P_4 que para valores dados de P_3 , T_3 , T_5 y P_6 , identificados en la Figura 16.10, hace máximo el rendimiento térmico. Para valores convencionales de estos parámetros, el máximo rendimiento de un ciclo ideal con recalentamiento se obtiene cuando el cociente P_4/P_3 se encuentra dentro del intervalo de 0,15 a 0,35.

Al calcular el rendimiento térmico de un ciclo con recalentamiento hay que contabilizar el trabajo que sale, de ambas etapas, de presión alta y de presión baja, de la turbina ($w_{T,alta}$ y $w_{T,baja}$), así como el calor transferido en la zona de la caldera-sobrecalentador (q_{cal}) y la zona de recalentamiento (q_{recal}). Utilizando la notación de la Figura 16.10, el rendimiento térmico es igual a

$$\eta_t = \frac{w_{T,alta} + w_{T,baja} - w_{b,ent}}{q_{cal} + q_{recal}} = \frac{(h_3 - h_4) + (h_5 - h_6) - w_b}{(h_3 - h_2) + (h_5 - h_4)} \text{ ciclo con recalentamiento} \quad [16.7]$$

El trabajo de la bomba se obtiene con $v \Delta P$.

El estado de entrada a una turbina de un ciclo ideal con recalentamiento es 30 bar y 500 °C. Tras una expansión hasta 5 bar, se recalienta el vapor de agua hasta 500 °C y a continuación se expande hasta la presión del condensador de 0,1 bar. La potencia de salida neta es 100 MW. Determinése (a) el rendimiento térmico del ciclo, (b) el flujo másico de vapor de agua, en kg/h, y (c) el flujo de calor cedido en el condensador, en MW.

EJEMPLO 16.5

Solución

Datos. El ciclo Rankine ideal con recalentamiento de la Figura 16.11.

Incógnitas. (a) η_t , (b) \dot{m} , en kg/h, y (c) $\dot{Q}_{cond,ced}$ en MW.

Modelo. Régimen estacionario, corriente reversible; turbina y bomba adiabáticas, se desprecian Δe_k y Δe_p .

Análisis. (a) El problema está basado en los datos del Ejemplo 16.2, excepto que se añade la zona de recalentamiento. Siguen siendo aplicables los datos del Ejemplo 16.2 que

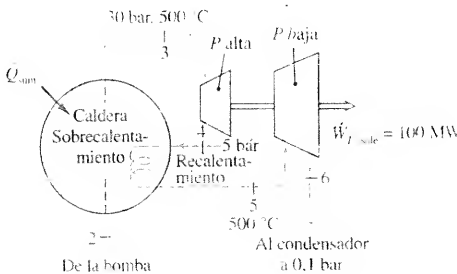


Figura 16.11. Esquema y datos del Ejemplo 16.5.

siguen. Los subíndices que aparecen en los valores de las propiedades son coherentes con la notación de la Figura 16.11.

$$\begin{aligned} h_1 &= 191,8 \text{ kJ/kg} & h_2 &= 194,8 \text{ kJ/kg} & h_3 &= 3.456,5 \text{ kJ/kg} \\ w_{B, \text{ent}} &= h_2 - h_1 = 3,0 \text{ kJ/kg} & q_{\text{cald-sobrecal}} &= h_3 - h_2 = 3.261,7 \text{ kJ/kg} \\ s_3 &= 7,2338 \text{ kJ/(kg} \cdot \text{K)} = s_4 \end{aligned}$$

La entalpía del estado 4, en el que la presión es 5 bar, se puede estimar a partir del último valor. La entropía del vapor saturado a 5 bar es 6,8213 kJ/kg · K. Por tanto, el estado 4 se encuentra aún en la región de vapor sobrecalentado. Interpolando linealmente en la Tabla A.14 se encuentra que T_4 está próximo a 241 °C y que h_4 es 2.941,6 kJ/kg. El estado 5 corresponde a 5 bar y 500 °C, con $h_5 = 3.483,9$ kJ/kg y $s_5 = 8,0873$ kJ/kg · K. Por último, el estado 6 es el resultado de la expansión isoentrópica desde el estado 5 hasta 0,1 bar. Empleando los valores de la tabla de saturación a 0,1 bar

$$\begin{aligned} s_6 &= 8,0873 = (s_f + x s_{fg})_{0,1 \text{ bar}} = 0,6493 + x_6(8,5009) \\ \text{o} \quad x_6 &= \frac{8,0873 - 0,6493}{7,5009} = 0,992 \text{ (99,2 por 100)} \end{aligned}$$

De ahí que

$$h_6 = h_f + x_6 h_{fg} = 191,8 + 0,992(2.392,8) + 2.565,5 \text{ kJ/kg}$$

Para procesos en régimen estacionario, $q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$, y despreciando Δe_c y Δe_p , se tiene que

$$\begin{aligned} w_{T, \text{alta } P, \text{sal}} &= h_3 - h_4 = 3.456,5 - 2.941,6 = 514,9 \text{ kJ/kg} \\ w_{T, \text{baja } P, \text{sal}} &= h_5 - h_6 = 3.483,9 - 2.565,5 = 918,4 \text{ kJ/kg} \\ q_{\text{recal}} &= h_5 - h_4 = 3.483,9 - 2.941,6 = 542,3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El rendimiento térmico es entonces

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{alta } P, \text{sal}} + w_{T, \text{baja } P, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{cal}} + q_{\text{recal}}} = \frac{514,9 + 918,4 - 3,0}{3.261,7 + 542,3} = 0,376 \text{ (37,6 por 100)}$$

Comparando con el Ejemplo 16.2 sin recalentamiento, el rendimiento térmico sólo ha aumentado desde el 35,6 por 100 hasta el 37,6 por 100. No obstante, la calidad del vapor a la salida de la turbina ha aumentado desde el 87,8 por 100 hasta el 99,2 por 100.

(b) Al calcular el flujo másico a partir del trabajo y la potencia netos hay que contar con el trabajo que sale de ambas etapas de la turbina, así como con el trabajo de la bomba.

$$\begin{aligned} \dot{m} &= \frac{\dot{W}_{\text{neto, sal}}}{w_{\text{neto, sal}}} = \frac{\dot{W}_{\text{neto, sal}}}{w_{T, \text{alta, sal}} + w_{T, \text{baja, sal}} - w_{B, \text{ent}}} = \\ &= \frac{(100 \text{ MW})(10^3 \text{ kW/MW})}{514,9 + 918,4 - 3,0} \times \frac{3.600 \text{ s}}{\text{h}} = 2,52 \times 10^5 \text{ kg/h} \end{aligned}$$

(c) El flujo de calor que se cede al agua de refrigeración en el condensador es

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{cond, sal}} &= \dot{m}(h_6 - h_1) = (2,52 \times 10^5 \text{ kg/h})(2.565,5 - 191,8) \text{ kJ/kg} \times (1 \text{ h}/3.600 \text{ s}) \\ &= 1,66 \times 10^5 \text{ kJ/s} = 166 \text{ MW} \end{aligned}$$

Comentario. El flujo másico sin recalentamiento del Ejemplo 16.2 es $3,10 \times 10^5$ kg/h. El aumento del rendimiento térmico debido al recalentamiento ha llevado a una disminución del 19 por 100 en el flujo másico necesario. De igual importancia, la calidad del vapor de agua que sale de la turbina ha aumentado desde un 87,8 por 100 sin recalentamiento hasta un 99,9 por 100 con recalentamiento. Así que el fin principal del ciclo con recalentamiento es reducir el contenido de humedad del vapor de agua que sale de la turbina.

El ejemplo anterior ilustra el ciclo de potencia de vapor ideal con recalentamiento. Contabilizando los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba pueden obtenerse valores más realistas del rendimiento térmico, del flujo másico, de la calidad a la salida de la turbina y de los requisitos del agua de refrigeración del condensador.

16.3. EL CICLO REGENERATIVO

La Figura 16.2 del ciclo Rankine simple con sobrecalentamiento pone de manifiesto un inconveniente importante del ciclo básico. La temperatura media de la parte 2- d del proceso de aporte de calor está muy por debajo de la temperatura de vaporización y del proceso de sobrecalentamiento d -3-3'. Desde el punto de vista de la segunda ley, el rendimiento del ciclo se ve muy reducido como resultado de este proceso de aporte de calor a una temperatura relativamente baja. Si se aumentase la temperatura media de esta parte del proceso, el rendimiento del ciclo se aproximaría más al del ciclo de Carnot. Un método práctico de conseguir esto es utilizar un proceso de *regeneración* interno en el ciclo en su conjunto.

16.3.1. CALENTADOR ABIERTO DEL AGUA DE ALIMENTACIÓN

El ciclo de potencia de vapor ideal con regeneración, mostrado en la Figura 16.12, se consigue del modo que aquí se describe. Una parte del vapor de agua sobrecalentado que entra a la turbina en el estado 3 se sangra o extrae en el estado 4, que es un estado intermedio del proceso de expansión de la turbina. El vapor de agua extraído se lleva a un cambiador de calor conocido como calentador del agua de alimentación. La parte del vapor que no se ha extraído se expande completamente hasta la presión del condensador (estado 5), donde se condensa hasta líquido saturado en el estado 6. La presión del líquido que sale del condensador se eleva isoentrópicamente con una bomba hasta la presión de extracción del vapor de agua. A continuación, el líquido comprimido en el estado 7 entra en el calentador del agua de alimentación, donde se mezcla directamente con la corriente extraída de la turbina. Debido a este proceso de mezcla directa, se llama *abierto* o de *contacto directo* al calentador del agua de alimentación de la Figura 16.12. En el caso ideal, se ajustan los flujos másicos de las dos corrientes que entran al calentador, de tal forma que el estado de la mezcla que sale del calentador sea el de líquido saturado a la presión del calentador (estado 1). Entonces, una segunda bomba eleva isoentrópicamente la presión del líquido hasta el estado 2, que corresponde a la presión de entrada del generador de vapor.

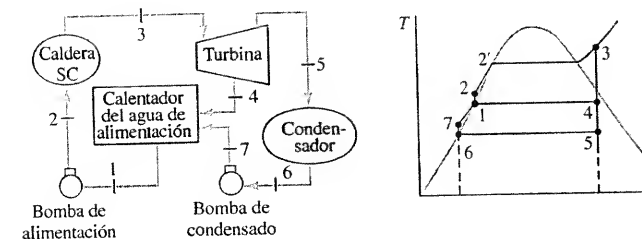


Figura 16.12. Esquema de la instalación y diagrama Ts de un ciclo de potencia de vapor ideal regenerativo con un calentador abierto del agua de alimentación.

En el análisis teórico de un ciclo ideal regenerativo se emplean los principios de conservación de la masa y la energía aplicados a un volumen de control, justo limitado por el interior del calentador abierto. La conservación de la masa exige que $\sum \dot{m}_{ent} = \sum \dot{m}_{sal}$. Fijándose en la Figura 16.12, esto se puede escribir de la forma

$$\dot{m}_1 = \dot{m}_4 + \dot{m}_7$$

De la misma manera, el balance de energía con $\dot{Q} = 0$ y $\dot{W} = 0$ queda $\sum \dot{m}_{ent} h_{ent} = \sum \dot{m}_{sal} h_{sal}$. Para el calentador abierto queda reducido a

$$\dot{m}_1 h_1 = \dot{m}_4 h_4 + \dot{m}_7 h_7$$

Eliminando \dot{m}_7 al combinar estas dos ecuaciones

$$\dot{m}_1 h_1 = \dot{m}_4 h_4 + (\dot{m}_1 - \dot{m}_4) h_7$$

o

$$h_1 = \frac{\dot{m}_4}{\dot{m}_1} h_4 + \left(1 - \frac{\dot{m}_4}{\dot{m}_1}\right) h_7$$

Si la fracción de vapor de agua extraída de la turbina \dot{m}_4/\dot{m}_1 en el estado 4 se representa por y_4 , entonces

$$1(h_1) = y_4 h_4 + (1 - y_4) h_7 \quad \text{calentador abierto} \quad [16.8]$$

Como en el ciclo ideal se conocen las entalpías de las corrientes que entran y salen del calentador abierto del agua de alimentación, la relación anterior permite evaluar la cantidad de vapor de agua que se debe extraer de la turbina en el estado 4 para garantizar que la corriente que abandona el calentador esté como líquido saturado.

Adviértase que tanto el trabajo de salida de la turbina como el trabajo de entrada a la bomba (de condensado) entre los estados 6 y 7 de la Figura 6.12 se ven afectados por la fracción de vapor sangrado de la turbina en el estado 4. El trabajo total que sale de la turbina, referido a la unidad de masa que atraviesa la zona de la caldera y el sobrecalentador, es

$$w_{T,sal} = \frac{\dot{W}_{T,sal}}{\dot{m}_1} = 1(h_3 - h_4) + (1 - y_4)(h_4 - h_5) \quad [16.9]$$

El trabajo de la bomba de líquidos en condiciones isoentrópicas, referido a la misma masa, es

$$w_{B,ent} = v(P_7 - P_6)(1 - y_4) \quad [16.10]$$

El trabajo de la bomba de alimentación entre los estados 1 y 2 sigue siendo el obtenido con $v\Delta P$, porque por esta bomba pasa toda la corriente.

EJEMPLO 16.6

Un ciclo regenerativo de potencia de vapor funciona de manera que el vapor de agua entra a la turbina a 30 bar y 500 °C y sale a 0,1 bar. Se emplea un único calentador del agua de alimentación abierto, que funciona a 5 bar. El rendimiento adiabático de la turbina es del 82 por 100 y los rendimientos de ambas bombas son del 78 por 100. Calcúlese (a) el rendimiento térmico del ciclo, (b) el flujo másico de vapor necesario para que el trabajo neto de salida sea 100 MW, (c) el flujo de calor cedido en el condensador, en MW, y (d) la producción de entropía en la turbina y el calentador, en kJ/kg · K.

Solución

Datos. El ciclo regenerativo de potencia de vapor mostrado en la Figura 16.13 con los datos apropiados.

Incógnitas. (a) η , (b) \dot{m} en kg/h, (c) $\dot{Q}_{cond,sal}$ en MW, y (d) $\sigma_{T,}$ $\sigma_{m, cal}$ en kJ/kg · K.

Modelo. Régimen estacionario, adiabático, turbina y bomba irreversibles; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Análisis. Siguen siendo válidos los siguientes datos de los ejemplos anteriores

$P_3 = 30 \text{ bar} \quad T_3 = 500 \text{ °C} \quad h_3 = 3.456,5 \text{ kJ/kg} \quad s_3 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
 $P_4 = 5 \text{ bar} \quad h_{4s} = 2.941,6 \text{ kJ/kg}$
 $P_5 = 0,1 \text{ bar} \quad h_5 = 2.502,2 \text{ kJ/kg} \quad s_5 = 7,8952 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
 $P_6 = 0,1 \text{ bar, líquido saturado} \quad h_6 = 191,8 \text{ kJ/kg} \quad s_6 = 0,6493 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$
 $P_1 = 5 \text{ bar} \quad h_1 = h_7 = 640,2 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = s_7 = 1,8607 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$

Las entalpías de los estados 2 y 7 se pueden obtener sumando al trabajo de la bomba w_B las entalpías de los estados 1 y 6, respectivamente. El trabajo real de la bomba se aproxima con el valor de $v\Delta P/\eta_B$. Así

1-2: $w_{B,ent} = 1,09 \times 10^{-3} (25)(10^2)/0,78 = 3,5 \text{ kJ/kg}$
 $h_2 = h_1 + w_{B,ent} = 640,2 + 3,5 = 643,7 \text{ kJ/kg}$
6-7: $w_{B,ent} = 1,01 \times 10^{-3} (4,9)(10^2)/0,78 = 0,6 \text{ kJ/kg}$
 $h_7 = h_6 + w_{B,ent} = 191,8 + 0,6 = 192,4 \text{ kJ/kg}$

Para $h_7 = 192,4 \text{ kJ/kg}$ y 5 bar, $s_7 = 0,6495 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Por último, el estado 4 se obtiene de manera análoga mediante

3-4: $w_{T,sal} = \eta_T(h_3 - h_{4s}) = 0,82(3.456,6 - 2.941,6) = 422,2 \text{ kJ/kg}$
 $h_4 = h_3 - w_{T,sal} = 3.456,5 - 422,2 = 3.034,3 \text{ kJ/kg}$

Para $h_4 = 3.034,3 \text{ kJ/kg}$ y 5 bar, $s_4 = 7,4071 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$.

(a) Para calcular el trabajo de salida de la turbina, primero es necesario obtener la fracción de vapor de agua que se extrae a 5 bar. Cuando se desprecian Δe_c y Δe_p , el balance de energía aplicado al calentador adiabático queda reducido a $\sum \dot{m}_{ent} h_{ent} = \sum \dot{m}_{sal} h_{sal}$. Referido a la Figura 16.3

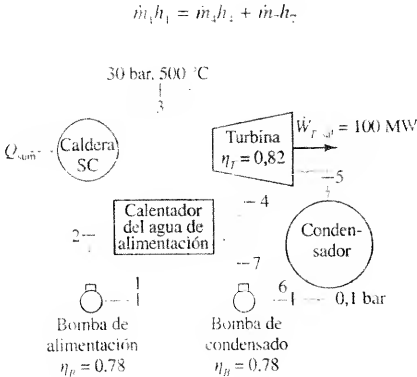


Figura 16.13. Esquema de una instalación con datos del Ejemplo 16.6.

En combinación con el balance de masa, $\dot{m}_1 = \dot{m}_4 + \dot{m}_7$, se obtiene

$$1(h_1) = y_4 h_4 + (1 - y_4) h_7$$

Reordenando esta ecuación y sustituyendo los valores de entalpía, se llega a

$$y_4 = \frac{\dot{m}_4}{\dot{m}_1} = \frac{h_1 - h_7}{h_4 - h_7} = \frac{640,2 - 192,4}{3.034,3 - 192,4} = 0,158$$

Por tanto, por cada kg de vapor que entra a la turbina se extraen 0,158 kg. El trabajo que se obtiene de la turbina es $w_{T, \text{sal}} = w_{T, \text{alta } P} + (1 - y_4)w_{T, \text{baja } P}$. Así

$$\begin{aligned} w_{T, \text{sal}} &= h_3 - h_4 + (1 - y_4)(h_4 - h_5) = \\ &= 3.456,5 - 3.034,3 + 0,842(3.034,3 - 2.502,2) = \\ &= 422,2 + 448,0 = 870,2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El trabajo total de la bomba, con respecto a la unidad de masa que atraviesa la caldera, es

$$\begin{aligned} w_{B, \text{ent}} &= w_{B, \text{alim, ent}} + (1 - y_4)w_{B, \text{cond, ent}} = \\ &= 3,5 + 0,842(0,6) = 4,0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

y el calor suministrado es

$$q_{\text{sum}} = h_3 - h_2 = 3.456,5 - 643,7 = 2.812,8 \text{ kJ/kg}$$

Por consiguiente, el rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{870,2 - 4,0}{2.812,8} = 0,308 \text{ (30,8 por 100)}$$

(b) El flujo másico se obtiene de la expresión, $\dot{W}_{\text{neto, sal}} = \dot{m}_3(w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}})$, siendo $w_{T, \text{sal}}$ el trabajo total de salida de la turbina por unidad de masa que entra a la misma. Con los datos del apartado a

$$\dot{m}_3 = \frac{\dot{W}_{T, \text{neto, sal}}}{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}} = \frac{100 \text{ MW}(10^3 \text{ kW/MW})}{(870,2 - 4,0) \text{ kJ/kg}} \times \frac{3.600 \text{ s}}{\text{h}} = 4,16 \times 10^5 \text{ kg/h}$$

(c) El flujo de calor cedido por el vapor que se condensa viene dado por $\dot{Q}_{\text{cond, ced}} = \dot{m}_5(h_5 - h_6)$. El flujo másico \dot{m}_5 que pasa por el condensador es

$$\dot{m}_5 = (1 - y)\dot{m}_3 = 0,842(4,16 \times 10^5) = 3,50 \times 10^5 \text{ kg/h}$$

Así

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{\text{cond, ced}} &= (3,50 \times 10^5 \text{ kg/h})(2.502,2 - 191,8) \text{ kJ/kg} \times (\text{h}/3.600 \text{ s}) = \\ &= 224.600 \text{ kJ/s} = 224,6 \text{ MW} \end{aligned}$$

Adviértase que el flujo másico sangrado que se lleva al calentador abierto es $0,66 \times 10^5 \text{ kg/h}$.

(d) La producción de entropía en un volumen de control en régimen estacionario se obtiene de

$$\dot{\sigma}_{\text{vc}} = \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j}$$

En condiciones adiabáticas y por unidad de masa que entra en la turbina

$$\begin{aligned} \sigma_{m, T} &= (s_4 - s_3) + (1 - y_4)(s_5 - s_4) = \\ &= (7,4071 - 7,2338) + 0,842(7,8952 - 7,4071) = \\ &= 0,584 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

De manera análoga, la producción de entropía en el interior del calentador es

$$\begin{aligned} \sigma_{m, \text{calent}} &= s_1 - y_4 s_4 - (1 - y_4)s_7 = \\ &= 1,8607 - 0,158(7,4071) - 0,842(0,6495) = \\ &= 0,1435 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

Así, la producción de entropía en el calentador es aproximadamente un 25 por 100 de la de la turbina. La generación total de entropía en las bombas estará próxima al pequeño valor de 0,0025 kJ/kg · K que se obtuvo en el Ejemplo 16.4 para una única bomba.

Comentario. Las condiciones del Ejemplo 16.4 son las mismas que las del ciclo anterior, excepto que no se empleó regeneración. En ese caso, el rendimiento térmico era del 29,1 por 100. Así, la inclusión de un calentador abierto del agua de alimentación en el ciclo ideal ha aumentado el rendimiento del mismo en un 5,8 por 100 aproximadamente. No obstante, nótese que el trabajo que sale de la turbina ha disminuido alrededor de un 11 por 100 y que el flujo másico total ha aumentado un 10 por 100 con respecto al caso sin regeneración.

16.3.2. CALENTADOR CERRADO DEL AGUA DE ALIMENTACIÓN

Cuando se utilizan *calentadores cerrados del agua de alimentación* para precalentar el agua que se devuelve a la caldera desde el condensador se consigue una modificación del ciclo regenerativo descrito anteriormente. En un calentador cerrado del agua de alimentación no se mezclan las dos corrientes que entran. El agua de alimentación que sale del condensador circula por el interior de los tubos que pasan por el calentador. El vapor de agua extraído de la turbina entra en el calentador y condensa sobre los tubos que llevan el agua de alimentación. (Este montaje recibe el nombre de *cambiador de calor de carcasa y tubos*.) En la Figura 16.14 se presenta un esquema de un calentador cerrado del agua de alimentación con dos alternativas para retirar el vapor de agua extraído. En la Figura 16.14a se usa una bomba para devolver el vapor de agua extraído que ha condensado, directamente a la línea del agua de alimentación que va a la caldera. Como una segunda alternativa, en la Figura 16.14b se muestra que el condensado se recoge en una trampa que sólo deja pasar líquido, y lo lleva a una zona de presión más baja del agua de alimentación. Esta zona de menor presión puede ser el propio condensador, o bien otro calentador del agua de alimentación. Referido a cualquiera de los dos diagramas de la Figura 16.14, el balance energético en régimen estacionario para el calentador cerrado del agua de alimentación, sin calor ni trabajo y despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, se puede escribir como

$$0 = (\dot{m} \Delta h)_{\text{extr}} + (\dot{m} \Delta h)_{\text{alim}} \quad [16.11]$$

Se supone que el calentador está bien aislado térmicamente y que las variaciones de las energías cinética y potencial de las corrientes son despreciables. Téngase en cuenta que los valores de \dot{m} de esta ecuación no son iguales.

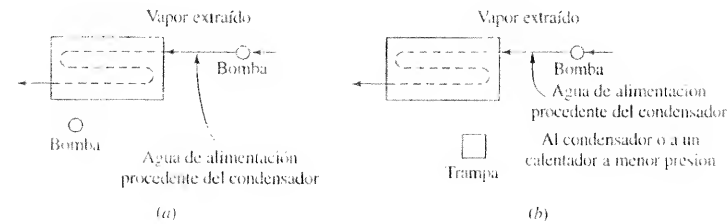


Figura 16.14. Esquema de un calentador cerrado del agua de alimentación que (a) bombea directamente el vapor condensado hacia la línea del agua de alimentación y, (b) atrapa (por estrangulamiento) el vapor condensado y lo lleva a una zona de menor presión de la línea del agua de alimentación.

En el calentador cerrado del agua de alimentación ideal, el vapor de agua extraído condensa y sale del calentador como *líquido saturado* a la presión de extracción de la turbina. En el caso ideal, se supone que el agua de alimentación proveniente del condensador sale del calentador como líquido comprimido a *la misma temperatura* que el vapor de agua extraído que ha condensado. Una ventaja de los calentadores cerrados del agua de alimentación es que las presiones del vapor extraído y del agua de alimentación pueden ser apreciablemente distintas. Debido al tipo de fabricación, los calentadores cerrados del agua de alimentación trabajan generalmente a presiones más altas que los abiertos. No obstante, como los calentadores abiertos trabajan a presiones bastante bajas, resultan menos caros. Otra ventaja del calentador abierto es que lleva al agua de alimentación que va a la caldera hasta su temperatura de saturación correspondiente a la presión del calentador. El ejemplo siguiente ilustra el uso de los calentadores cerrados.

EJEMPLO 16.7

Un ciclo ideal de potencia de vapor regenerativo funciona con vapor de agua que entra a la turbina a 30 bar y 500 °C y sale del condensador en estado de líquido saturado a 0.1 bar. Se utiliza un único calentador del agua de alimentación con vapor de agua que entra a 5 bar. Obténgase (a) el rendimiento térmico del ciclo, y (b) el flujo másico a través del calentador cerrado y del condensador, en kg/h, para una potencia neta de salida de 100 MW.

Solución

Datos. El ciclo ideal de potencia de vapor regenerativo con un calentador del agua de alimentación cerrado representado en la Figura 16.15.

Incógnitas. (a) η_t , y (b) \dot{m}_1 y \dot{m}_2 .

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles; bomba y turbina adiabáticas, Δe_c y Δe_t despreciables.

Análisis. Siguen siendo válidos los datos siguientes del calentador abierto del Ejemplo 16.6

$$P_1 = 30 \text{ bar} \quad T_1 = 500 \text{ °C} \quad h_1 = 3456.5 \text{ kJ/kg}$$

$$P_4 = 5 \text{ bar} \quad s_4 = s_3 \quad h_4 = 2941.6 \text{ kJ/kg}$$

$$P_5 = 0.1 \text{ bar} \quad s_5 = s_4 \quad h_{5s} = 2292.7 \text{ kJ/kg}$$

$$P_6 = 0.1 \text{ bar, líquido saturado} \quad h_6 = 191.8 \text{ kJ/kg}$$

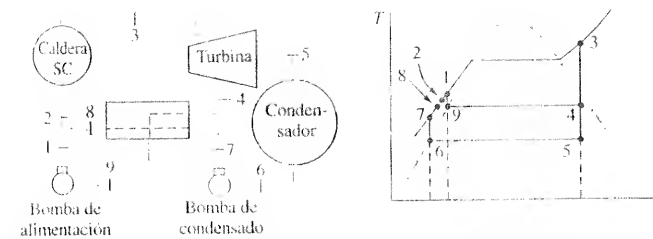


Figura 16.15. Esquema de la instalación y diagrama Ts del ciclo ideal de potencia de vapor con un calentador cerrado del agua de alimentación descrito en el Ejemplo 16.7.

Además, el estado 9 es líquido saturado a 5 bar; así, $h_9 = h_f$ a 5 bar, igual a 640.2 kJ/kg. Las entalpías de los estados 1 y 7 se pueden obtener sumando al trabajo de la bomba w_{B-} las entalpías de los estados 9 y 6, respectivamente. El trabajo de la bomba se aproxima con el valor de $r \Delta P$. Así

$$\begin{aligned} 9-1: \quad w_{B-ent} &= 1.09 \times 10^{-3} (25)(10^2) = 2.7 \text{ kJ/kg} \\ h_1 &= h_9 + w_{B-ent} = 640.2 + 2.7 = 642.9 \text{ kJ/kg} \\ 6-7: \quad w_{B-ent} &= 1.01 \times 10^{-3} (29.9)(10^2) = 3.0 \text{ kJ/kg} \\ h_7 &= h_6 + w_{B-ent} = 191.8 + 3.0 = 194.8 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Se supone que el fluido en el estado 8 es líquido comprimido a la *misma temperatura* que en el estado 9. La temperatura de saturación a 5 bar es 151.9 °C. Así, el estado 8 tiene una presión de 30 bar y una temperatura de 151.9 °C.

La entalpía del estado 8 se obtiene por doble interpolación en las tablas impresas del líquido comprimido o de una tabla programada. Si se usa interpolación lineal, el valor de h_8 se encuentra próximo a 642.4 kJ/kg.

(a) Para continuar analizando el ciclo se necesita calcular primero la fracción de vapor de agua que se extrae (sangra) a 5 bar de la turbina. El balance de energía aplicado al calentador cerrado, en ausencia de calor y trabajo y con variaciones de las energías cinética y potencial despreciables, queda

$$\begin{aligned} 0 &= (\dot{m} \Delta h)_{ext} + (\dot{m} \Delta h)_{alm} \\ 0 &= \dot{m}_{ext}(h_4 - h_9) = \dot{m}_{alm}(h_8 - h_7) \end{aligned}$$

Sustituyendo los valores de entalpía se obtiene

$$\frac{\dot{m}_{ext}}{\dot{m}_{alm}} = \frac{642.4 - 194.8}{2941.6 - 640.2} = 0.1945$$

La fracción y de vapor extraído en el estado 4 es

$$y_1 = \frac{\dot{m}_{ext}}{\dot{m}_{alm}} = \frac{0.1945}{1.1945} = 0.163$$

Por tanto, por cada kilogramo que entra a la turbina en el estado 3 se extraen 0.163 kg de vapor en el estado 4. Se necesita esta información para obtener la entalpía del estado 2. Para calcular el estado de la mezcla de las dos corrientes tras el calentador se aplica el balance de energía en el punto de mezcla

$$\dot{m}_1 h_4 + \dot{m}_2 h_1 = \dot{m}_2 h_2$$

Así

$$(1 - 0.163)(642.4) + 0.163(642.9) = 1(h_2)$$

y

$$h_2 = 642.5 \text{ kJ/kg}$$

El estado 2 se encuentra entre los estados 1 y 8, sobre la isobara correspondiente a 30 bar en el diagrama Ts .

El trabajo de salida de la turbina resulta

$$\begin{aligned} w_{T, \text{sal}} &= w_{T, \text{alta } P, \text{sal}} + (1 - y_4)w_{T, \text{baja } P, \text{sal}} = \\ &= h_3 - h_4 + (1 - y_4)(h_4 - h_5) = \\ &= 3.456,5 - 2.941,6 + 0,837(2.941,6 - 2.292,7) = \\ &= 514,9 + 543,1 = 1.058,0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

El trabajo total de la bomba, referido a la unidad de masa que pasa por la caldera, es

$$\begin{aligned} w_{B, \text{ent}} &= w_{B, \text{alim. ent}} + (1 - y_4)w_{B, \text{cond. ent}} = \\ &= 0,163(2,7) + 0,837(3,0) = 3,0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

y el calor suministrado al ciclo es

$$q_{\text{sum}} = h_3 - h_2 = 3.456,5 - 642,5 = 2.814,0 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto, el rendimiento térmico del ciclo es

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{1.058,0 - 3,0}{2.814,0} = 0,375 \text{ (37,5 por 100)}$$

En este caso, el resultado es el mismo que el obtenido con un cambiador abierto que trabaje a la misma presión de extracción. Sin embargo, los calentadores cerrados generalmente se emplean a presiones superiores a las de los calentadores abiertos.

(b) Los flujos másicos del ciclo se obtienen comenzando con el vapor de agua que entra a la turbina. La potencia neta es $\dot{W} = \dot{m}_3(w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}})$. Usando los datos del apartado a

$$\dot{m}_3 = \frac{100 \text{ MW}(10^3 \text{ kW/MW})}{(1.058,0 - 3,0) \text{ kJ/kg}} \times \frac{3.600 \text{ s}}{\text{h}} = 3,41 \times 10^5 \text{ kg/h}$$

Es el mismo cálculo que el efectuado en el Ejemplo 16.6 para el calentador abierto. La sustitución de un calentador abierto por un calentador cerrado no afecta al funcionamiento de la turbina. El flujo másico en el condensador es

$$\dot{m}_5 = (1 - y)\dot{m}_3 = 0,837(3,41 \times 10^5) = 2,85 \times 10^5 \text{ kg/h}$$

El flujo másico \dot{m}_4 del calentador abierto es la diferencia entre \dot{m}_3 y \dot{m}_5 , es decir, $0,56 \times 10^5 \text{ kg/h}$.

Comentario. El porcentaje de la corriente extraída de la turbina hacia el calentador cerrado es el mismo que para el calentador abierto del Ejemplo 16.6. En la mayoría de los casos, estos valores son ligeramente distintos.

16.3.3. PRESIÓN ÓPTIMA DE EXTRACCIÓN

Cuando se considera el ciclo regenerativo con calentador abierto de la Figura 16.12 surge la pregunta sobre cuál es la presión de extracción P_4 apropiada. La presión de extracción debe encontrarse entre la presión de la caldera P_3 y la del condensador P_5 . Si se extrae el vapor en las condiciones límite, o antes de entrar a la turbina a P_3 o después de la turbina a P_5 , el rendimiento térmico no se ve afectado por la presencia del calentador. Como la regeneración aumenta el rendimiento térmico, debe existir una presión óptima que haga máximo el rendimiento térmico para unos valores de P_3 , T_3 y P_5 dados. En el caso de un calentador

abierto, se puede demostrar que la temperatura de salida del agua de alimentación en el estado 1 debe estar aproximadamente a la mitad de camino entre las temperaturas de saturación de la caldera y del condensador.

Retómese el ciclo ideal regenerativo con un calentador abierto del agua de alimentación del Ejemplo 16.6. Estímese la presión óptima de extracción para este ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo ideal regenerativo con un estado de entrada a la turbina de 30 bar y 500 °C y una presión del condensador de 0,1 bar.

Incógnitas. Presión óptima de extracción.

Modelo. Regla de aproximación para obtener la mejor presión de extracción.

Análisis. La presión de extracción óptima se basa en la temperatura que está a la mitad de camino entre las temperaturas de saturación de la caldera y del condensador. A 30 bar y 0,1 bar las temperaturas de saturación son 234 °C y 46 °C, respectivamente. La media de estos valores es 140 °C. La presión de saturación correspondiente a esta temperatura es 3,6 bar, que sería una buena estimación de la presión de extracción a utilizar para optimizar el rendimiento térmico.

16.3.4. EL CICLO SUPERCRÍTICO

En el estudio anterior del ciclo de potencia de vapor, la presión final a la salida de la bomba anterior a la parte del ciclo en la que se le suministra el calor se ha elegido siempre por debajo de la presión crítica del fluido. Esto es, la presión máxima ha sido inferior a 221 bar, o 3.200 psia, cuando el fluido de trabajo es agua. Muchas plantas de potencia de vapor de agua modernas trabajan con un ciclo en el que la presión de entrada en la turbina es supercrítica. Un valor característico podría estar entre 250 bar y 325 bar, o 3.500 psia y 5.000 psia.

En la Figura 16.16a se muestra un ciclo Rankine con una presión de entrada a la turbina supercrítica. Téngase en cuenta que durante el proceso de suministro de calor (4-1) no hay cambio de fase. El fluido presurizado entra en los tubos del cambiador de calor de la caldera y va aumentando su volumen de forma gradual sin cambio de fase, según pasa por los tubos. Las temperaturas de entrada a la turbina pueden encontrarse próximas a los 620 °C, o 1.150 °F. En plantas de potencia grandes que trabajan en estas condiciones, generalmente se emplean dos zonas de recalentamiento.

Una de las consideraciones termodinámicas más importantes en el análisis de los ciclos de potencia es el nivel medio de temperatura del fluido durante el suministro de calor con recalentamiento. Para comparar, en la Figura 16.16a se ha dibujado también con línea de trazos el esquema de un ciclo subcrítico. Durante el proceso de transferencia de calor 4'-1' del ciclo subcrítico, una parte importante del calentamiento tiene lugar a una temperatura constante que es inferior a la temperatura crítica del fluido. En el ciclo supercrítico, la temperatura aumenta de manera continua durante el proceso 4-1 de suministro de calor. Con el mismo límite de temperatura a la entrada de la turbina para ambos tipos de ciclo, el nivel de la temperatura media durante el aporte de calor es mayor en el ciclo supercrítico. Teóricamente, esto debería originar un rendimiento térmico mayor, si el resto de los factores se mantiene. El rendimiento térmico

EJEMPLO 16.8

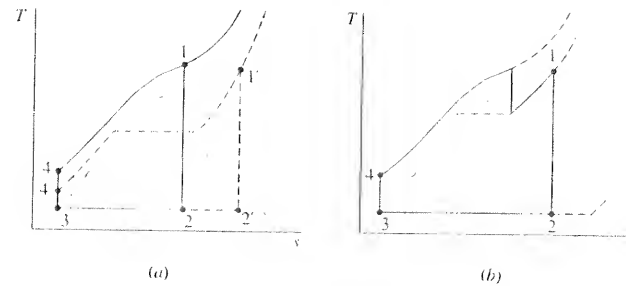


Figura 16.16. Ciclo Rankine supercrítico (a) con cesión de calor en la región húmeda, y (b) con recalentamiento.

real de las instalaciones supercríticas está alrededor del 40 por 100. En la Figura 16.16b se muestra otra posibilidad. Aquí, la presión más alta es supercrítica, y se han añadido dos etapas de expansión con recalentamiento.

16.3.5. USO DE MÚLTIPLES CALENTADORES DEL AGUA DE ALIMENTACIÓN

Las plantas de potencia de vapor a alta presión modernas generalmente utilizan, para un ciclo determinado, varios calentadores del agua de alimentación abiertos y cerrados. El número máximo está entre seis y ocho. Aunque el rendimiento térmico aumenta al aumentar el número de calentadores, ocurre lo mismo con el coste del capital. Por tanto, a partir de un determinado punto, el empleo de más calentadores no puede justificarse desde el punto de vista económico. Los métodos de optimización de un ciclo regenerativo con dos o más calentadores, con respecto a la utilización de las presiones de extracción apropiadas, son muy conocidos, pero van más allá del ámbito de este texto. Los ejemplos siguientes muestran un ciclo con un calentador cerrado y uno abierto. Se examina con detalle el método de análisis de un calentador cerrado. En la Figura 16.17 se ofrecen un esquema de la instalación y el diagrama Ts del ciclo. Adviértase que el proceso incluye también un recalentamiento tras la primera extracción. Recuerdese que el recalentamiento ayuda a prevenir el excesivo contenido en humedad de la corriente que sale de la turbina.

EJEMPLO 16.9

El vapor de agua de un ciclo de potencia ideal regenerativo entra en la turbina a 30 bar y 500 °C y sale a 0,1 bar. En la turbina se sangra vapor a 10 bar, que se lleva a un calentador cerrado del agua de alimentación y se sangra también a 5 bar. Llevándose entonces a un calentador abierto. El condensado del calentador cerrado se bombea hasta 30 bar y se une a la corriente del agua de alimentación, después de que ésta sale del calentador cerrado. Calcúlese el rendimiento térmico del ciclo si se recalienta la corriente hasta 500 °C en el punto de extracción de 10 bar.

Solución

Datos. El ciclo de potencia de vapor ideal regenerativo de la Figura 16.17 con las siguientes propiedades: $P_3 = 30$ bar, $T_3 = 500$ °C, $P_8 = 0,1$ bar, $P_4 = 10$ bar, $P_6 = 5$ bar, $P_1 = P_{11} = 30$ bar, $T_1 = 500$ °C.

Incógnitas. η_t .

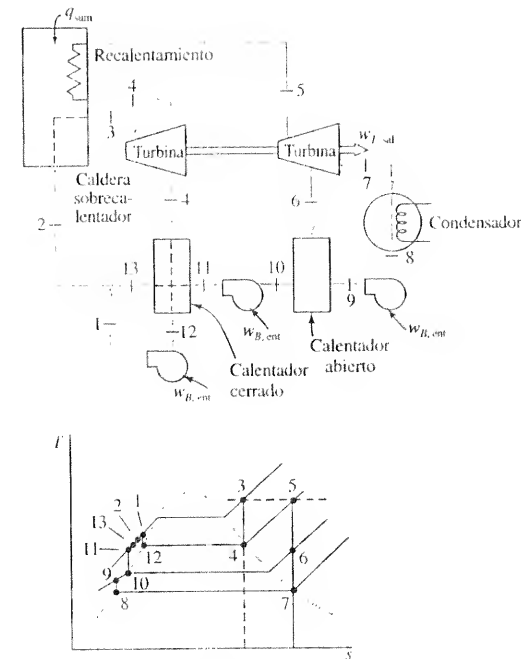


Figura 16.17. Esquema de la instalación y diagrama Ts de un ciclo regenerativo con recalentamiento, con un calentador del agua de alimentación abierto y otro cerrado.

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles; efectos cinético y potencial despreciables.

Análisis. Siguen siendo válidos los siguientes datos del Ejemplo 16.6, salvo que se ha modificado la numeración. Con la notación de la Figura 16.17

$$P_3 = 30 \text{ bar} \quad T_3 = 500 \text{ °C} \quad h_3 = 3.456,5 \text{ kJ/kg}$$

$$P_8 = 0,1 \text{ bar, líquido saturado} \quad h_8 = 191,8 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{10} = 5 \text{ bar, líquido saturado} \quad h_{10} = 640,2 \text{ kJ/kg}$$

$$8-9: \quad w_{B, \text{ent}} = v_8(P_9 - P_8) = 1,01 \times 10^{-3}(5 - 0,1)(10^3) = 0,5 \text{ kJ/kg}$$

$$h_9 = h_8 + w_{B, \text{ent}} = 191,8 + 0,5 = 192,3 \text{ kJ/kg}$$

$$10-11: \quad w_{B, \text{ent}} = v_{10}(P_{11} - P_{10}) = 1,09 \times 10^{-3}(30 - 5)(10^3) = 2,7 \text{ kJ/kg}$$

$$h_{11} = h_{10} + w_{B, \text{ent}} = 640,2 + 2,7 = 642,9 \text{ kJ/kg}$$

Además, los valores de entalpía de los estados 4, 5, 6, 12, 13 y 1 se pueden obtener de las tablas, o calculándolos directamente

$$P_4 = 10 \text{ bar} \quad s_4 = s_3 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \quad h_4 = 3.116,9 \text{ kJ/kg}$$

$$P_5 = 10 \text{ bar} \quad T_5 = 500 \text{ °C} \quad h_5 = 3.478,5 \text{ kJ/kg}$$

$$P_6 = 5 \text{ bar} \quad s_6 = s_5 = 7,7622 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \quad h_6 = 3.251,3 \text{ kJ/kg}$$

$$P_1 = 0,1 \text{ bar} \quad s_1 = s_8 \quad h_1 = 2.460,9 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{12} = 10 \text{ bar, líquido saturado} \quad h_{12} = 762,8 \text{ kJ/kg}$$

$$P_{13} = 30 \text{ bar} \quad T_{13} = T_{12} = 179,9 \text{ }^\circ\text{C, líquido comprimido} \quad h_{13} = 765,0 \text{ kJ/kg}$$

$$12-1: \quad w_{B, \text{ent}} = v_{12}(P_1 - P_{12}) = 1,13 \times 10^{-3}(30 - 10)(10^2) = 2,3 \text{ kJ/kg}$$

$$h_1 = h_{12} + w_{B, \text{ent}} = 762,8 + 2,3 = 765,1 \text{ kJ/kg}$$

En este punto se conocen todos los valores de entalpía excepto el del estado 2. Generalmente, éste se obtiene aplicando los balances de masa y energía en el punto en el que las corrientes 1 y 13 entran y la 2 sale. Esto es, en ausencia de calor y trabajo y despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, $\sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}} = \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}}$ y $\sum \dot{m}_{\text{ent}} = \sum \dot{m}_{\text{sal}}$, es decir

$$\dot{m}_1 h_1 + \dot{m}_{13} h_{13} = \dot{m}_2 h_2 \quad \text{y} \quad \dot{m}_1 + \dot{m}_{13} = \dot{m}_2$$

Sin embargo, todavía no se ha determinado la división de la corriente total entre las corrientes 1 y 13. Una vez obtenida esta división, ya se puede evaluar el estado 2. En este caso particular se tiene una solución numérica sin necesidad de determinar la fracción sangrada en el estado 4. Esto es así porque las entalpías de los estados 1 y 13 son prácticamente idénticas, esto es, 765,0 kJ/kg y 765,1 kJ/kg. Así que, independientemente de la división de la corriente, h_2 tras la mezcla también será igual a 765,0 kJ/kg.

No obstante, para calcular los trabajos de la turbina y la bomba, y el calor recibido, es importante conocer las fracciones de corriente extraídas y conducidas hacia los dos calentadores. La fracción que en el estado 4 se extrae de la corriente que atraviesa la zona de la caldera y el sobrecalentador se obtiene aplicando los balances de masa y energía al calentador cerrado. En ausencia de calor y trabajo y despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, la ecuación de la energía en régimen estacionario se reduce a $\sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}} = \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}}$ y $\sum \dot{m}_{\text{ent}} = \sum \dot{m}_{\text{sal}}$. Para el calentador cerrado

$$\dot{m}_1(h_4 - h_{12}) = \dot{m}_{13}(h_{13} - h_{11}) \quad \text{y} \quad \dot{m}_1 + \dot{m}_{13} = \dot{m}_3$$

Si se hace $\dot{m}_1/\dot{m}_3 = \dot{m}_{13}/\dot{m}_3 = y_4$ y $\dot{m}_{13}/\dot{m}_3 = 1 - y_4$, entonces

$$y_4(h_4 - h_{12}) = (1 - y_4)(h_{13} - h_{11})$$

$$y_4(3.116,9 - 762,8) = (1 - y_4)(765,0 - 642,9)$$

$$y_4 = 0,0493$$

Por tanto, hacia el calentador cerrado se sangra el 4,93 por 100 del fluido que circula por el ciclo. Los balances de masa y energía aplicados al calentador abierto, análogos a los balances en el calentador cerrado, permiten obtener el flujo sangrado hacia el calentador abierto

$$\dot{m}_6 h_6 + \dot{m}_9 h_9 = \dot{m}_{10} h_{10} \quad \text{y} \quad \dot{m}_6 + \dot{m}_9 = \dot{m}_{10}$$

Si se hace $\dot{m}_6/\dot{m}_{10} = z_6$ y $\dot{m}_9/\dot{m}_{10} = 1 - z_6$, entonces

$$z_6(3.251,3) + (1 - z_6)(192,3) = 1(640,2)$$

$$z_6 = 0,1464$$

Así pues, se extrae y se lleva al calentador abierto un 14,64 por 100 de la corriente recalentada que pasa por la segunda etapa de la turbina. Nótese que se ha utilizado el símbolo z_6 en lugar de y_6 , debido a que se prefiere representar con y_6 la fracción sangrada de la corriente total que va al calentador abierto. Empleando los valores de y_4 y z_6 , se puede demostrar fácilmente que $y_6 = 0,1392$.

Por último, se calculan los trabajos de la turbina y la bomba, y el calor recibido

$$\begin{aligned} w_{T, \text{sal}} &= 1(h_3 - h_4) + (1 - y_4)(h_5 - h_6) + (1 - y_4 - y_6)(h_6 - h_7) = \\ &= 3.456,5 - 3.116,9 + 0,9507(3.478,5 - 3.251,3) + 0,8115(3.251,3 - 2.460,9) = \\ &= 339,6 + 216,0 + 641,4 = 1.197,0 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w_{B, \text{ent}} &= w_{B, 8-9}(1 - y_4 - y_6) + w_{B, 10-11}(1 - y_4) + w_{B, 12-1} y_4 = \\ &= 0,5(0,8115) + 2,7(0,9507) + 2,3(0,0493) = 3,1 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} q_{\text{sum}} &= 1(h_3 - h_2) + (1 - y_4)(h_5 - h_4) = \\ &= 3.456,5 - 765,0 + 0,9507(3.478,5 - 3.116,9) = 3.035,3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Como consecuencia de los cálculos anteriores, se obtiene que el rendimiento térmico es

$$\eta_t = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{q_{\text{sum}}} = \frac{1.197,0 - 3,1}{3.035,3} = 0,393 \text{ (39,3 por 100)}$$

Comentario. Con un único calentador abierto sin recalentamiento, el rendimiento obtenido en el Ejemplo 16.6 era del 37,5 por 100. El aumento en este ejemplo hasta el 39,3 por 100 es debido a la presencia en el ciclo de un segundo calentador y a la zona de recalentamiento.

16.4. SISTEMAS DE COGENERACIÓN

Las diversas descripciones de los ciclos de vapor de los apartados anteriores han tratado de sistemas cuya única finalidad es la producción de potencia. Hay que admitir que existen situaciones comerciales e industriales en las que también se necesita energía térmica. Por ejemplo, una planta de potencia de un campus universitario puede proporcionar vapor de agua para la calefacción de los edificios, a la vez que energía eléctrica. Piénsese también en las cinco industrias principales consumidoras de energía citadas a continuación: químicas, refinerías de petróleo, siderúrgicas, tratamiento de alimentos y producción de pasta y papel. Las grandes plantas de estas industrias básicas necesitan, además de cubrir sus necesidades eléctricas, vapor de agua para el desarrollo de procesos diversos. Aunque durante muchas décadas se han puesto en práctica muchas aplicaciones de la producción de vapor de agua, continúa teniendo un interés creciente en este tipo de sistemas. Ello se debe al ahorro potencial de costes y a un uso más eficiente de los recursos energéticos.

En una gran planta de potencia que sólo produce electricidad, los valores característicos del rendimiento térmico se encuentran entre 0,30 y 0,40, es decir, entre el 30 por 100 y el 40 por 100. Para aprovechar la energía es importante que se utilice una fracción mayor de la energía de las fuentes básicas. Una manera de conseguirlo es integrar el uso del vapor de agua para calefacción o para procesos industriales con la producción general de potencia eléctrica. Esta técnica de producción secuencial de energía (eléctrica y térmica generalmente) a partir de una única fuente energética recibe el nombre de **cogeneración**. Con frecuencia se mide el comportamiento de un sistema de cogeneración en función de su rendimiento energético total (o factor de utilización de la energía, FUE) ε , definida como

$$\varepsilon = \frac{\text{energía eléctrica obtenida} + \text{energía térmica obtenida}}{\text{energía de combustión suministrada}} \quad [16.12]$$

En comparación con el intervalo de rendimientos térmicos citados anteriormente, se estima que con cogeneración es posible alcanzar rendimientos energéticos totales tan altos como del 55 al 70 por 100. En la Figura 16.18 se muestra un esquema de un posible sistema de cogeneración, como podría ser el utilizado en un campus universitario. El vapor de agua necesario para proporcionar energía para la carga calefactora se sangra en un punto intermedio de la turbina. En la práctica, la carga calefactora podría integrarse dentro de un ciclo que incluyese recalentamiento y regeneración.

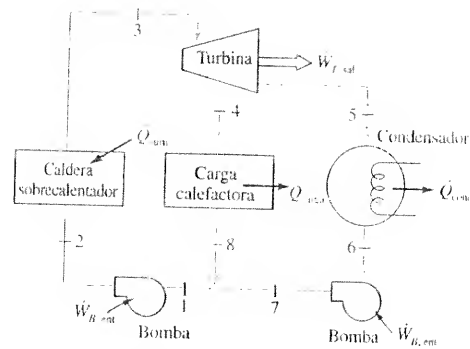


Figura 16.18. Esquema de una planta de cogeneración que utiliza vapor de agua sangrado en la turbina para la carga calefactora.

Téngase en cuenta que en una planta de potencia de vapor se puede proporcionar la energía térmica de dos maneras, como vapor de agua sangrado en la turbina, según se ha mencionado anteriormente, o como calor residual en la corriente de descarga de la misma. En este último caso, la energía extraída de dicha corriente se utiliza para calentar agua, a la que se hace circular por separado. La técnica empleada depende del uso final de la energía térmica. Una necesidad industrial corriente son los procesos en los que el vapor de agua suministra calor en el intervalo de temperatura de 150 °C a 200 °C (300 °F a 400 °F). El vapor se suele extraer a presiones entre 5 bar y 7 bar (75 psia a 100 psia). Con presiones de entrada y salida de las turbinas convencionales, antes de que se realice la extracción, el vapor habrá producido alrededor del 60 por 100 del trabajo total posible. Por supuesto, el vapor que no se extrae continúa produciendo trabajo según se expande hasta la presión del condensador. Aunque para un flujo másico dado, cuando se emplea cogeneración de este tipo el trabajo total de salida disminuye, se invierte en un fin útil una fracción mayor del calor total suministrado al sistema. El agua caliente destinada a calefacción doméstica, obtenida extrayendo calor de la corriente de descarga de la turbina, se suministrará a temperaturas considerablemente más bajas que las conseguidas del vapor extraído.

La cogeneración resulta especialmente atractiva cuando se puede integrar una planta de potencia en una comunidad, de modo que proporcione también calefacción doméstica y comercial. La distribución de la energía térmica proveniente de una estación central entre clientes de la industria, el comercio y particulares, para calefacción, agua caliente doméstica y procesos, recibe el nombre de *calefacción por distritos*. Aunque la cogeneración constituye un procedimiento atractivo de aprovechamiento energético, hay que diseñar con sumo cuidado una planta que funcione de este modo. Dicha planta ha de ser capaz de cubrir las cargas de potencia y térmicas locales, y posiblemente integrar su carga eléctrica en las grandes compañías eléctricas que cubren la demanda eléctrica de un estado o región. Es una situación bastante compleja y requiere una evaluación cuidadosa.

EJEMPLO 16.10

En la turbina de un ciclo de potencia con cogeneración se expande vapor de agua desde 30 bar y 500 °C hasta 0,1 bar. La turbina tiene un rendimiento adiabático del 82 por 100 y produce una potencia de 40 MW. Se extrae vapor a 5 bar para alimentar una carga calefactora de 3×10^6 kJ/min. El vapor sale de ésta como líquido saturado a 3 bar y se mezcla con el vapor que sale de la bomba de condensado a 3 bar. Los rendimientos de las bombas son ambos del 78 por 100. Determinése (a) los flujos másicos que van a la carga calefactora y

al condensador, en kg/min, (b) el flujo de calor recibido en kJ/min, y (c) la efectividad del ciclo.

Solución

Datos. Un ciclo de potencia con cogeneración como el representado en la Figura 16.19.

Incógnitas. (a) \dot{m}_{cal} y \dot{m}_{cond} , (b) \dot{Q}_{cal} y (c) $\varepsilon_{\text{ciclo}}$.

Modelo. Régimen estacionario, turbina y bomba adiabáticas e irreversibles.

Análisis. Muchos de los estados del sistema representados en la Figura 16.19 se han empleado en ejemplos anteriores. Con esta base, los datos del ciclo son los siguientes

$$h_1 = 3,456,3 \text{ kJ/kg}, s_1 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}, T_1 = 240,8 \text{ °C}, h_1 = 2,941,6 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 = h_1 - \eta_T(h_1 - h_2) = 3,456,3 - 0,82(3,456,3 - 2,941,6) = 3,034,2 \text{ kJ/kg}$$

$$x_{s_2} = \frac{s_1 - s_{f,s}}{s_{g,s} - s_{f,s}} = \frac{7,2338 - 0,6493}{8,1502 - 0,6493} = 0,878$$

$$h_{s_2} = h_f + x h_{fg} = 191,83 + 0,878(2,392,8) = 2,292,3 \text{ kJ/kg}$$

$$h_5 = h_4 - \eta_T(h_4 - h_{s_2}) = 3,456,3 - 0,82(3,456,3 - 2,292,3) = 2,501,8 \text{ kJ/kg}$$

$$h_6 = h_f \text{ a } 0,1 \text{ bar} = 191,8 \text{ kJ/kg}, h_8 = h_f \text{ a } 3 \text{ bar} = 561,5 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{B,1,\text{ent}} = v_{f,6}(P_7 - P_6)/\eta_B = 1,01 \times 10^{-3}(2,9)(100)/0,78 = 0,4 \text{ kJ/kg}$$

$$h_7 = h_6 + w_{B,1} = 191,8 + 0,4 = 192,2 \text{ kJ/kg}$$

(a) La energía extraída para calentar es $q_{\text{cal}} = h_4 - h_5$. Así, el flujo másico que pasa por la carga calefactora es

$$\dot{m}_{\text{cal}} = \frac{\dot{Q}_{\text{cal}}}{q_{\text{cal}}} = \frac{3 \times 10^6}{3,034,2 - 2,501,2} = 1,213 \text{ kg/min}$$

Antes de calcular el flujo másico que atraviesa el condensador hay que determinar el flujo másico total \dot{m}_3 . El balance de energía aplicado a la turbina viene dado por

$$\dot{W}_{T,\text{sal}} = \dot{m}_3(h_1 - h_2) + (\dot{m}_3 - \dot{m}_{\text{cal}})(h_4 - h_5)$$

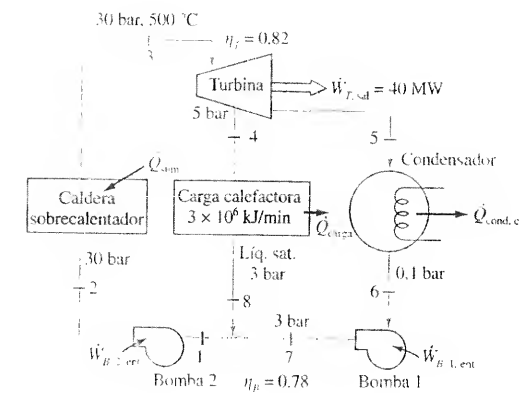


Figura 16.19. Esquema de la instalación y datos del Ejemplo 16.10.

Sustituyendo los datos se obtiene

$$40.000(60) = \dot{m}_3(3.456,3 - 3.034,2) + (\dot{m}_3 - 1.213)(3.034,2 - 2.501,8)$$

$$\text{o} \quad \dot{m}_3 = \frac{2,4 \times 10^6 + 1.213(532,4)}{422,1 + 532,4} = 3.191 \text{ kg/min}$$

Por tanto, el flujo másico de agua a través del condensador es

$$\dot{m}_{\text{cond}} = \dot{m}_3 - \dot{m}_{\text{carga}} = 3.191 - 1.213 = 1.978 \text{ kg/min}$$

(b) El cálculo del calor suministrado al ciclo requiere conocer h_2 . Antes hay que calcular h_1 . El balance de energía para la mezcla adiabática de las corrientes 7 y 8 se reduce a

$$\dot{m}_3 h_1 = \dot{m}_8 h_8 + \dot{m}_7 h_7$$

Así

$$h_1 = \frac{\dot{m}_8 h_8 + \dot{m}_7 h_7}{\dot{m}_3} = \frac{1.213(561,6) + 1.978(192,2)}{3.191} = 332,6 \text{ kJ/kg}$$

$$\text{y } w_{B,2,\text{ent}} = v_{f,1}(P_2 - P_1)\eta_B = 1,073 \times 10^{-3}(27)(10^2)/0,78 = 3,7 \text{ kJ/kg}$$

Y resulta que

$$h_2 = h_1 + w_{B,2,\text{ent}} = 332,6 + 3,7 = 336,3 \text{ kJ/kg}$$

Por último, el flujo de calor suministrado al ciclo es

$$\dot{Q}_{\text{sum}} = \dot{m}_3(h_3 - h_2) = 3.191(3.456,3 - 336,8) = 9,956 \times 10^6 \text{ kJ/min}$$

(c) Utilizando la Ecuación [16.12] y despreciando el trabajo de la bomba

$$\varepsilon = \frac{\dot{W}_{T,\text{sal}} + \dot{Q}_{\text{carga}}}{\dot{Q}_{\text{sum}}} = \frac{2,4 \times 10^6 + 3 \times 10^6}{9,956 \times 10^6} = 0,542$$

Comentario. Teniendo en cuenta solamente el trabajo que sale de la turbina, el rendimiento de la conversión es sólo del 24 por 100. Sin embargo, el 54 por 100 de la energía que entra aparece como salida *útil*.

16.5. EL CICLO COMBINADO

El rendimiento térmico del ciclo de potencia de turbina de gas, estudiado en el Capítulo 15, y el de los ciclos de potencia de vapor analizados en los apartados anteriores de este capítulo, suelen ser del 40 por 100. Aunque algunas técnicas como el recalentamiento y la regeneración mejoran las actuaciones del ciclo, la energía de desecho sigue siendo todavía una parte importante de la energía que entra. Una posible manera de conseguir mejoras adicionales es mediante un montaje denominado ciclo combinado o acoplado. Un *ciclo de potencia combinado* es un ciclo de potencia basado en el acoplamiento de dos ciclos de potencia diferentes, de modo que el calor residual (de desecho) de un ciclo sea utilizado por el otro, parcial o totalmente, como fuente térmica. Este concepto fundamental se aplica también en los ciclos de vapor binarios, que se estudian en el Apartado 16.6. Un ciclo combinado importante consiste en la utilización de un ciclo de turbina de gas (Brayton) como ciclo superior, con un ciclo de turbina de vapor (Rankine). Un *ciclo superior* es aquel cuyo calor residual tiene una temperatura que está por encima de la temperatura máxima del segundo ciclo.

En un ciclo de turbina de gas, la corriente de los gases de escape que salen de la turbina está relativamente caliente. Como se verá en el Apartado 16.8, una manera de utilizar esta energía a temperatura alta es recurrir al concepto de regeneración. Al aire se le devuelve una parte de la energía al pasar desde la salida del compresor hasta la entrada a la cámara de combustión. En la Figura 16.20 se ofrece una posibilidad alternativa. En lugar de regeneración, la corriente que sale de la turbina de gas se emplea como fuente de energía para la caldera de un ciclo de potencia de vapor convencional. Aunque no aparece reflejado, el ciclo de vapor empleará probablemente calentadores del agua de alimentación. Sin embargo, normalmente no será posible el recalentamiento en la zona de la turbina del ciclo de vapor. La energía de los gases calientes que salen de la turbina de gas se necesita fundamentalmente para vaporizar y sobrecalentar el vapor de agua. El análisis de este ciclo combinado debe seguir los procedimientos establecidos en los apartados correspondientes a los ciclos Brayton y Rankine.

El rendimiento térmico $\eta_{t,\text{comb}}$ del ciclo combinado de la Figura 16.20 es igual al cociente entre la suma de las dos potencias de salida y el flujo de calor suministrado al ciclo de la turbina de gas. Es decir

$$\eta_{t,\text{comb}} = \frac{\dot{W}_{\text{gas,sal}} + \dot{W}_{\text{vapor,sal}}}{\dot{Q}_{\text{gas,ent}}} = \frac{\dot{m}_{\text{gas}} w_{\text{gas,sal}} + \dot{m}_{\text{vapor}} w_{\text{vapor,sal}}}{\dot{m}_{\text{gas}} q_{\text{gas,ent}}} \quad [16.13]$$

Téngase en cuenta que hay que incluir los flujos másicos de los dos ciclos, porque no existe un fluido único que recorra la instalación. Los dos flujos másicos no son independientes, sino que deben satisfacer el balance de energía en el cambiador denominado generador de vapor en la Figura 16.20. Sin calor ni trabajo y despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, el balance de energía en el cambiador de calor queda $\sum \dot{m}_{\text{ent}} h_{\text{ent}} = \sum \dot{m}_{\text{sal}} h_{\text{sal}}$. Aplicado a la Figura 16.20, resulta

$$0 = \dot{m}_{\text{gas}}(h_{\text{ent}} - h_{\text{sal}})_{\text{gas}} + \dot{m}_{\text{vapor}}(h_{\text{ent}} - h_{\text{sal}})_{\text{vapor}} \quad [16.14]$$

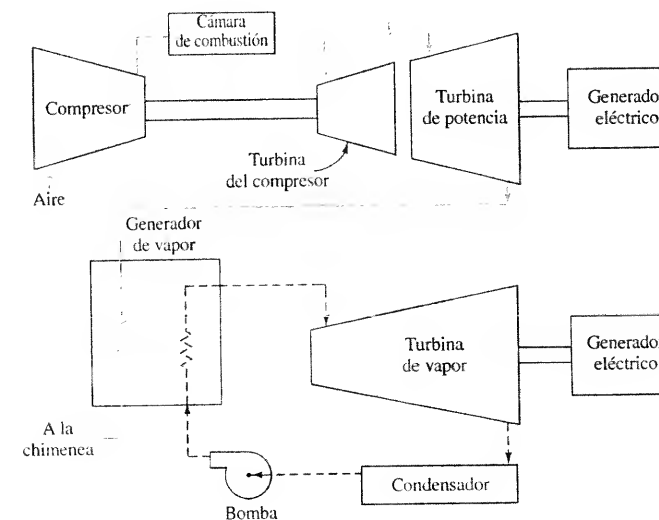


Figura 16.20. Esquema de un ciclo combinado constituido por un ciclo Rankine básico de vapor de agua y un ciclo de alta de turbina de gas.

La energía residual de los gases de escape de la turbina de gas no puede utilizarse por completo para calentar el vapor debido a que, para que la transferencia de calor sea adecuada, debe existir un salto finito de temperatura entre las corrientes. Una vez que se han fijado las temperaturas de las entradas y salidas del generador de vapor, la relación de flujos másicos $\dot{m}_{\text{gas}}/\dot{m}_{\text{vapor}}$ queda determinada.

El desarrollo práctico del ciclo combinado de turbina de gas y de vapor quedó postergado hasta que la tecnología moderna ha proporcionado los medios para construir plantas de potencia de turbina de gas que trabajan con relaciones de presión relativamente altas y con temperaturas de entrada a la turbina que sobrepasan los 1.350 K (2.400 °R). Para esta temperatura son típicas unas relaciones de presión de 10:1 y 13:1. Cuando sea posible conseguir en turbinas comerciales temperaturas de alrededor de 1.600 K (2.900 °R) se podrán utilizar relaciones de presión próximas a 20:1. En la actualidad existe un número limitado de plantas de potencia de turbina de gas comerciales funcionando. A medida que mejore la tecnología de las turbinas de gas, las ventajas de este ciclo combinado irán aumentando con respecto a las plantas de potencia de vapor convencionales. Este ciclo parece ser extremadamente útil en combinación con la gasificación del carbón. No sólo mejora el rendimiento del ciclo por ser ciclo combinado propiamente, sino que además la gasificación del carbón como fuente de combustible de las turbinas de gas ofrece la ventaja adicional de eliminar contaminantes atmosféricos en potencia antes de que entren en el proceso de combustión.

Existen algunos ciclos de potencia, como los motores diesel, para los que la temperatura a la que ceden calor puede encontrarse unos cuantos cientos de grados por encima de la del entorno. En casos como éste se podría hacer funcionar otro ciclo de potencia entre la baja temperatura de los gases de escape del ciclo y la temperatura ambiente. Estos ciclos de potencia a baja temperatura utilizados en combinación con otro ciclo de potencia reciben el nombre de *ciclos inferiores*. Sólo unos pocos fluidos poseen temperaturas críticas razonablemente altas y las grandes entalpías de vaporización necesarias para ser unos buenos fluidos de trabajo de un ciclo inferior. Los hidrocarburos fluorados cumplen sólo en parte estos requisitos y su uso queda restringido generalmente a temperaturas por debajo de 150 °C (300 °F) o ligeramente superiores. Algunos hidrocarburos de masa molar relativamente baja, como el isobutano o el amoníaco, tienen posibilidades para ser fluidos de trabajo a bajas temperaturas.

EJEMPLO 16.11

El ciclo de turbina de gas de un ciclo combinado de gas y vapor de agua tiene una relación de presiones de 6, una temperatura de entrada al compresor de 295 K y una temperatura de entrada a la turbina de 1.200 K. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 82 por 100 y el 85 por 100 respectivamente. El ciclo inferior es un ciclo Rankine simple en el que las condiciones de entrada a la turbina son 30 bar y 500 °C y la presión del condensador es 0,1 bar. Los rendimientos adiabáticos de la turbina de vapor y la bomba son un 82 y un 78 por 100 respectivamente. Los gases de escape salen del cambiador de calor a 440 K. Determinése (a) la relación de flujos másicos aire-vapor de agua, (b) el rendimiento térmico total, y (c) la producción de entropía en el compresor de aire, la turbina de gas, la turbina de vapor, la bomba del agua y el cambiador de calor aire-vapor de agua, todo ello en kJ/K por kilogramo de aire.

Solución

Datos. El ciclo combinado aire-vapor de agua de la Figura 16.21.

Incógnitas. (a) $\dot{m}_{\text{gas}}/\dot{m}_{\text{vapor}}$, (b) $\eta_{\text{t, comb}}$, y (c) σ_{g} de varios componentes, por kg de aire.

Modelo. Régimen estacionario; turbinas, compresor y bomba adiabáticos e irreversibles; $\Delta e_c = \Delta e_p = 0$.

Análisis. El ciclo de la turbina de gas es similar al analizado en el Ejemplo 15.7, excepto que la temperatura de entrada a la turbina ha aumentado desde 1.100 K hasta 1.200 K. En el Ejemplo 16.4 se estudió el ciclo de vapor solo. Utilizando la notación de la Figura 16.21, siguen siendo válidos los datos siguientes

Ciclo de vapor:

$$h_6 = 3.456,5 \text{ kJ/kg}, s_6 = 7,2338 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K},$$

$$h_7 = 195,6 \text{ kJ/kg}, s_7 = 0,6516 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}, T_7 = 46 \text{ °C},$$

$$\sigma_{m,T} = 0,6614 \text{ kJ/(kg vapor)(K)}, \sigma_{m,B} = 0,0023 \text{ kJ/(kg vapor)(K)}$$

$$w_{\text{neto,vap}} = 950,5 \text{ kJ/kg}, \eta_t = 29,1 \%$$

Ciclo de gas:

$$h_1 = 295,2 \text{ kJ/kg}, h_2 = 536,1 \text{ kJ/kg}$$

$$w_c = 240,9 \text{ kJ/kg}, \sigma_{m,C} = 0,0847 \text{ kJ/(kg aire)(K)}$$

Para terminar el análisis del ciclo de gas y determinar el estado 4 se debe examinar el funcionamiento de la cámara de combustión y la turbina del ciclo de gas. Conociendo el estado 3, las condiciones de entrada a la turbina, se obtiene que $h_3 = 1.277,79 \text{ kJ/kg}$ y $s_3^0 = 3,17888 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Resolviendo primero en el calor transferido a la cámara de combustión: $q_{\text{comb}} = h_3 - h_2 = 741,7 \text{ kJ/kg}$. A continuación, para obtener el trabajo de la turbina se tiene que para la expansión isentrópica de un gas ideal en una turbina $0 = s_4^0 - s_3^0 - R \ln(P_4/P_3)$. Resolviendo en el estado isentrópico a la salida, se tiene

$$s_4^0 = s_3^0 + R \ln \left(\frac{P_4}{P_3} \right) = 3,17888 + \frac{8,314}{29} \ln \left(\frac{1}{6} \right) = 2,6652 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

E interpolando en la Tabla A.5, se obtiene que $T_4 = 762,4 \text{ K}$ y $h_4 = 780,8 \text{ kJ/kg}$. El balance de energía aplicado a la turbina da el trabajo que sale de la turbina adiabática $w_{T,\text{sal}} = h_3 - h_4$. Con el rendimiento de la turbina se tiene que

$$w_{T,\text{sal}} = \eta_T w_{T,\text{sal,ad}} = \eta_T (h_3 - h_4) = 0,85(1.277,79 - 780,8) = 422,4 \text{ kJ/kg}$$

$$h_5 = h_3 - w_{T,\text{sal}} = 1.277,79 - 422,4 = 855,4 \text{ kJ/kg}$$

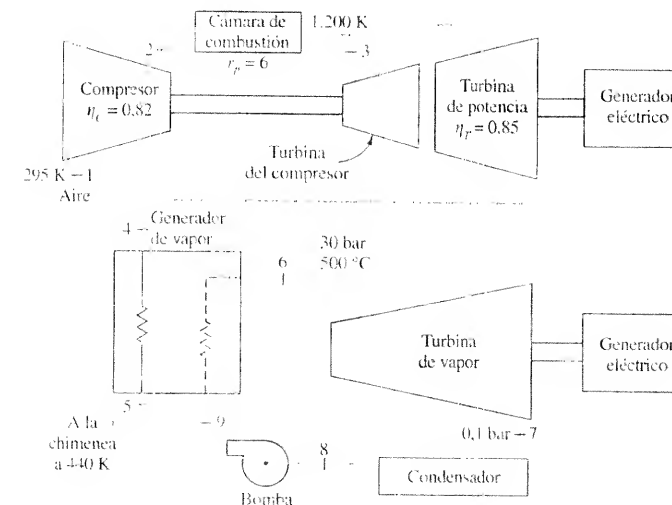


Figura 16.21. Esquema y datos del Ejemplo 16.11.

Recurriendo de nuevo a la Tabla A.4, se obtiene que $T_3 = 830,3$ K. Para calcular la producción de entropía en el interior de la turbina irreversible se aplica el balance de entropía que resulta $\sigma_{m,T} = s_4 - s_3$. Entonces, para un gas ideal

$$\begin{aligned}\sigma_{m,T} &= s_4^0 - s_3^0 - R \ln \left(\frac{P_4}{P_3} \right) = 2,75882 - 3,17888 - \frac{8,314}{29} \ln \left(\frac{1}{6} \right) = \\ &= 0,09362 \text{ kJ/(kg aire)(K)}\end{aligned}$$

El trabajo neto que sale del ciclo de gas y el rendimiento del ciclo se calculan como

$$\begin{aligned}w_{\text{neto, sal}} &= w_{T, \text{sal}} - w_{C, \text{ent}} = 422,4 - 240,9 = 181,5 \text{ kJ/kg} \\ \eta_t &= \frac{w_{\text{neto, sal}}}{q_{\text{comb}}} = \frac{181,5}{741,7} = 24,5 \text{ por } 100\end{aligned}$$

Además, $h_3 = 441,6$ kJ/kg y $s_3^0 = 2,08870$ kJ/kg · K a 440 K.

(a) La relación de flujos másicos se obtiene del balance energético aplicado al cambiador de calor aire-vapor de agua, Ecuación [16.14]

$$\frac{\dot{m}_{\text{aire}}}{\dot{m}_{\text{vapor}}} = \frac{h_6 - h_9}{h_4 - h_3} = \frac{3,456,5 - 195,6}{855,4 - 441,6} = 7,88$$

Así, para calentar 1 kg de vapor se necesitan 7,88 kg de aire.

(b) El rendimiento térmico total viene dado por la Ecuación [16.13]. Dividiendo el numerador y el denominador entre \dot{m}_{vapor} y sustituyendo valores, se obtiene que

$$\eta_{t, \text{comb}} = \frac{\dot{m}_{\text{gas}} w_{\text{gas, sal}} + \dot{m}_{\text{vapor}} w_{\text{vapor, sal}}}{\dot{m}_{\text{gas}} q_{\text{gas, ent}}} = \frac{7,88(181,5) + 950,5}{7,88(741,7)} = 0,407$$

(c) Los valores de producción de entropía del ciclo de turbina de gas son

$$\sigma_{m,C} = 0,0847 \text{ kJ/(kg aire)(K)} \quad \sigma_{m,T} = 0,0936 \text{ kJ/(kg aire)(K)}$$

Los valores de producción de entropía obtenidos para el ciclo de potencia de vapor en el Ejemplo 16.4 están dados en kJ/K por kilogramo de vapor. Con la relación de flujos másicos obtenida en el apartado a, para convertir las unidades en kJ/kg de aire, se obtiene

$$\begin{aligned}\sigma_{m,T} &= \frac{1 \text{ kg vapor}}{7,88 \text{ kg aire}} \frac{0,6614 \text{ kJ}}{(\text{kg vapor})(\text{K})} = 0,0839 \text{ kJ/(kg aire)(K)} \\ \sigma_{m,B} &= \frac{1 \text{ kg vapor}}{7,88 \text{ kg aire}} \frac{0,0023 \text{ kJ}}{(\text{kg vapor})(\text{K})} = 0,0003 \text{ kJ/(kg aire)(K)}\end{aligned}$$

Por último, la producción de entropía en el cambiador de calor se obtiene aplicando

$$\dot{\sigma}_{vc} = \sum_{\text{sal}} \dot{m}_s s_s - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e$$

Expresado por unidad de masa de aire, la ecuación anterior resulta

$$\begin{aligned}\sigma_{m,cc} &= (\dot{m}_{\text{vapor}}/\dot{m}_{\text{aire}})(s_6 - s_9) + (s_3 - s_4) = \\ &= (1/7,88)(7,2338 - 0,6516) + (2,08870 - 2,75882) = \\ &= 0,8353 + (-0,6701) = 0,1652 \text{ kJ/(kg aire)(K)}\end{aligned}$$

donde $s_3 - s_4 = s_3^0 - s_4^0$ porque $P_3 = P_4$. Este último valor es el mayor de los cinco resultados y se debe a la transferencia de calor irreversible que tiene lugar en el interior del cambiador. El valor de la bomba es la única contribución insignificante.

Comentario. El rendimiento térmico total del 40,7 obtenido resulta considerablemente superior a los valores del 24,5 y el 29,1 por 100 obtenidos cuando los ciclos de gas y vapor, respectivamente, trabajan solos. Téngase en mente que los cálculos de producción de entropía no han incluido caídas de presión en el cambiador de calor o en los conductos que unen los componentes de la instalación.

16.6. APLICACIONES DE LOS CICLOS DE VAPOR

Este apartado describe tres aplicaciones de interés de los ciclos de potencia de vapor.

16.6.1. CICLOS DE VAPOR BINARIOS

Teniendo en cuenta la ecuación del rendimiento de Carnot para la conversión de energía térmica en mecánica, resulta evidente que se debería comunicar el calor al fluido de trabajo a la temperatura más alta posible. Sin embargo, el uso de unas temperaturas más altas queda limitado por la disponibilidad de materiales que puedan soportar estas condiciones. La tecnología de los materiales ha limitado el ciclo de potencia de vapor a unas temperaturas en torno a los 560 °C (1.050 °F) y el ciclo industrial de turbina de gas entre 1.000 y 1.200 °C (1.800 a 2.200 °F). A medida que la tecnología desarrolle materiales capaces de soportar temperaturas más altas, puede resultar posible trabajar con ciclos Rankine a temperaturas por el momento reservadas a los ciclos de potencia de gas. En este caso sería altamente deseable utilizar algún otro fluido distinto del agua. Como se ha destacado en el Apartado 16.2.2, la gran desventaja del agua es su temperatura crítica. Cuando se utiliza una caldera, el calor se le comunica al fluido a una temperatura constante y relativamente baja. Esta temperatura baja durante el suministro de calor podría evitarse parcialmente empleando una sustancia con temperatura crítica mucho más alta.

Las propiedades de los metales alcalinos resultan bastante apropiadas para ciclos Rankine a altas temperaturas. Los más prometedores son el potasio, el sodio y las mezclas de ambos elementos. Además de lo adecuado de sus propiedades termodinámicas, como la presión de vapor y la capacidad térmica, estas sustancias poseen coeficientes de transferencia de calor razonablemente altos. Como consecuencia, el tamaño de los cambiadores de calor se reduce de manera significativa. Para producir potencia en una nave espacial se ha propuesto utilizar un ciclo como éste.

La temperatura máxima de un ciclo Rankine que trabaja con potasio, por ejemplo, puede llegar hasta 1.200 °C (2.200 °F). El grado de sobrecalentamiento típico a la entrada de la turbina puede ser de 30 °C a 80 °C (50 °F a 150 °F). La presión de vapor del potasio a 1.150 °C es 13,5 bar aproximadamente, lo que equivale a 200 psia a 2.100 °F. La temperatura de condensación del potasio puede llegar a bajar hasta 600 °C, temperatura a la que corresponde una presión de vapor de 0,17 bar. Esto equivale a 1.100 °F, con una presión de vapor de 2,5 psia. Estos límites de temperatura dan una relación de expansión en la turbina de 80, valor relativamente alto cuando sólo se emplean dos etapas de expansión. Por tanto, la relación de expansión impone un límite práctico inferior a la relación de temperaturas del ciclo (temperatura mínima dividida entre la temperatura máxima). Los ciclos Rankine de potencia que se utilizan habitualmente en el espacio tienen limitado su funcionamiento a relaciones de temperatura del ciclo del orden de 0,65 a 0,75. Como consecuencia, el rendimiento del ciclo es relativamente bajo, probablemente del 25 por 100 o menos.

La baja relación de temperaturas del ciclo tiene una ventaja desde el punto de vista de las aplicaciones espaciales. Como la temperatura de condensación es alta, la temperatura del fluido en el circuito al que se cede el calor también es alta. Una temperatura alta de cesión en el radiador conlleva un tamaño pequeño del radiador, dado que la transferencia de calor por radiación por unidad de área varía con la temperatura elevada a la cuarta potencia. En las Tablas A.21 y A.211 se recogen los datos tabulados del potasio en saturación y en la zona de vapor sobrecalentado.

El uso de metales alcalinos en un ciclo Rankine a alta temperatura destinado a aplicaciones espaciales ha renovado el interés por los ciclos de potencia de vapor binarios. Un *ciclo binario* es aquel en el que el calor extraído durante el proceso de cesión de calor de un ciclo de potencia se utiliza como calor que entra en otro ciclo de potencia. Anteriormente se ha hecho notar que la temperatura de condensación de un ciclo de potasio puede estar alrededor de los 600 °C (1.100 °F). El calor extraído a esta temperatura se puede suministrar a un ciclo Rankine que trabaje con vapor de agua y ceda calor a la temperatura atmosférica. Como uno de los ciclos trabaja a temperaturas superiores a las del otro, el ciclo de temperatura alta suele llamarse frecuentemente *ciclo superior*. En la Figura 16.22 se muestra un esquema del equipo y el diagrama Ts de un ciclo binario de potasio y agua. En el diagrama Ts sólo se muestra una parte de la curva de saturación del potasio, habiéndose idealizado los procesos. De hecho, en el ciclo del potasio se ha despreciado el trabajo de la bomba. En la práctica, en el ciclo de vapor debe tenerse en cuenta tanto el funcionamiento irreversible como la posible presencia de una zona de recalentamiento y calentadores del agua de alimentación. También puede ser supercrítico el proceso de entrada de calor en el ciclo de vapor. Observando la Figura 16.22 se advierte que tiene que existir una diferencia finita entre la temperatura de condensación del potasio y las temperaturas de caldera y sobrecalentamiento del ciclo de vapor.

El rendimiento térmico de un ciclo de potasio, para valores de temperatura y rendimientos de turbina y bomba razonables, se encuentra entre el 20 y el 30 por 100. Cuando se emplea un ciclo de potasio como ciclo superior de un ciclo de vapor de agua, el rendimiento térmico del ciclo binario en su conjunto puede

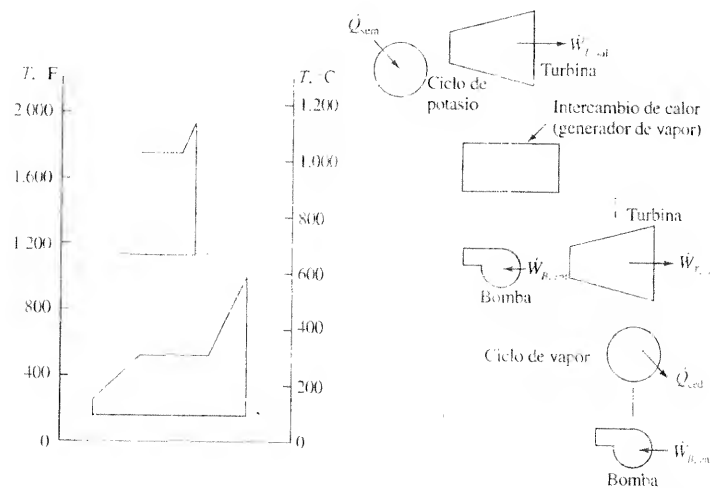


Figura 16.22. Esquema de la instalación y diagrama Ts de un ciclo de potencia de vapor binario, de vapor de agua y potasio.

estar entre el 50 y el 60 por 100. Un inconveniente del ciclo binario es su alto coste económico. No obstante, esto se vuelve menos importante al aumentar los costes de combustible.

16.6.2. CONVERSIÓN DE ENERGÍA GEOTÉRMICA

La energía geotérmica es la energía de la naturaleza almacenada en la tierra a profundidades lo suficientemente próximas a la superficie como para ser extraída y utilizada, bien para producir energía eléctrica, bien como energía térmica. Este tipo de energía se almacena en forma de vapor seco, agua caliente, agua caliente con metano gaseoso disuelto y rocas calientes secas. La utilización de la energía geotérmica en los Estados Unidos comenzó en 1960, cuando se empleó vapor de agua seco de «Los Geysers», una zona del norte de San Francisco, para producir 11 MW de potencia eléctrica comercial. Las condiciones del vapor de agua en «Los Geysers» son unos 0,76 MPa (110 psi) y 180 °C (350 °F). Hacia 1980, las plantas geotérmicas de la zona producían alrededor de 800 MW de potencia, y a finales de los ochenta casi se había doblado esta cifra. Por desgracia, el vapor de agua seco se tiene en muy pocos lugares de los Estados Unidos, y gran parte del mismo se encuentra dentro de los límites de parques nacionales. Se estima que los recursos de vapor de agua seco representan únicamente alrededor del 0,5 por 100 de los recursos geotérmicos totales de los Estados Unidos de América.

No obstante, el agua caliente geotérmica subyace en una parte considerable del suelo de los Estados Unidos. Veinticuatro estados han descubierto yacimientos de agua caliente con temperatura por encima de los 90 °C (195 °F) y los han localizado a no más de 3 km (2 mi) de profundidad. La presencia de recursos de agua caliente subterránea en la mitad oeste del país está completamente confirmada. Es un dato significativo que se descubriera en 1979 agua a 60 °C (140 °F) en Maryland, en la llanura costera atlántica. De ello se deduce que los recursos geotérmicos abarcan todo el continente. Se ha estimado que la energía recuperable de los yacimientos de agua caliente asciende a valores que están entre 200 y 400 billones (10^{12}) de MJ.

Cuando la temperatura del agua se encuentra por encima de los 150 °C (300 °F), se dice que tiene calidad eléctrica. Toda el agua caliente de este tipo se encuentra en los estados del oeste. Para producir potencia eléctrica a partir del agua con temperatura superior a ese límite inferior se utilizan dos tecnologías distintas. Cuando el fluido hidroterómico está por encima de los 210 °C (410 °F) se puede someter a un proceso de estrangulamiento y bajar su presión de modo que parte del líquido se vaporice y pase a vapor de agua. El vapor seco producido pasa entonces por una turbina de vapor del mismo tipo que la utilizada en las plantas geotérmicas de vapor seco estudiadas anteriormente, como la de «Los Geysers» y otros lugares distribuidos por el mundo. El rendimiento de la conversión de energía mediante este procedimiento se encuentra en torno al 15 por 100. Cuando la temperatura del fluido está por debajo de los 210 °C (410 °F), la diferencia de temperatura disponible entre la entrada y la salida de la turbina es demasiado pequeña para que el funcionamiento por el método anterior sea rentable. En su lugar, en este último caso de temperaturas moderadas, hay que recurrir al funcionamiento de un ciclo en el que intervienen dos fluidos separados en el sistema global de conversión de energía. No obstante, sólo uno de estos fluidos es el responsable de la producción real de potencia del ciclo.

En un ciclo con dos fluidos, el fluido geotérmico transfiere energía térmica a través de la superficie del cambiador de calor a un segundo fluido que se vaporiza a una temperatura mucho más baja que el agua, para una presión dada. Este fluido secundario vaporizado pasa entonces por una turbina que mueve un generador eléctrico, como se ilustra en la Figura 16.23. El fluido atraviesa un condensador y

una bomba de agua de alimentación como en cualquier ciclo Rankine de potencia de vapor convencional. En este sistema, ambos fluidos pasan por circuitos cerrados. Esto es, el agua geotérmica es devuelta al yacimiento de agua caliente mediante pozos de inyección después de pasar por el cambiador de calor. Es importante saber que para producir la misma potencia que el ciclo de evaporación directa sólo se necesitan dos tercios del flujo másico de agua aproximadamente. Este tipo de ciclos se diseñan para usar un hidrocarburo de baja masa molar (de tres a seis átomos de carbono por molécula) como fluido de trabajo secundario en el ciclo Rankine. El propano, el isobutano y el isopentano son ejemplos característicos. Un problema de ingeniería que surge en el diseño de los ciclos binarios geotérmicos es aumentar el tamaño de las turbinas hasta conseguir el necesario para trabajar con fluidos hidrocarbonados. Las incrustaciones y la corrosión son otras dos áreas de trabajo donde hay problemas cuando se trabaja con fluidos geotérmicos, especialmente con respecto al funcionamiento de los cambiadores de calor. Otro problema importante es el proceso de cesión de calor. Como el rendimiento térmico de las plantas geotérmicas es tan bajo, comparado con las plantas de potencia convencionales que funcionan con combustibles fósiles, es necesario que se ceda una fracción mucho más alta de la energía que entra. En las plantas de potencia de evaporación directa, el condensado de la turbina pasa a una torre de refrigeración y a continuación se devuelve al condensador. Es posible que los ciclos de dos fluidos, como el que se muestra en la Figura 16.23, tengan que utilizar torres de refrigeración convencionales con agua para enfriar en el condensador.

Una tercera fuente de energía geotérmica es la que recibe el nombre de *agua geopresurizada* y comprende aproximadamente el 15 por 100 de la energía geotérmica accesible de los Estados Unidos. La mayor parte de esta energía se encuentra bajo la Costa del Golfo. En eras geológicas anteriores se depositaron agua y materia orgánica bajo capas de pizarra, transformándose la materia orgánica en gas natural o en metano. Estos yacimientos geopresurizados tienen temperaturas entre 100 °C y 180 °C (220 °F a 350 °F) a profundidades de entre 2 km y 6 km (1 mi a 4 mi). Resulta interesante saber que las presiones que se tienen en estos depósitos son mucho mayores que las debidas únicamente a efectos hidrostáticos a estas profundidades, ya que se alcanzan hasta los 70 MPa (10.000 psi). Aunque se está investigando en este campo, no se espera que en un futuro próximo se vaya a emplear la energía geopresurizada a gran escala.

Por último, hay que considerar la energía petrotérmica o del magma. Es la energía térmica que se encuentra en grandes zonas de roca fundida o magma, o de roca seca caliente formada al enfriarse el magma. El propio magma puede producir energía térmica a temperaturas alrededor de 1.000 a 1.110 °C (1.800 °F a 2.000 °F). Los lugares principales de localización de magma se encuentran en

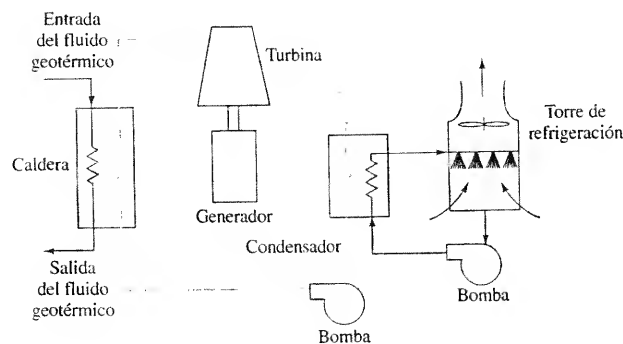


Figura 16.23. Esquema de un ciclo de potencia geotérmica.

el oeste de los Estados Unidos. Como cabría esperar, no existen en la actualidad métodos conocidos o materiales para hacer perforaciones en el magma. En zonas de rocas calientes, cabe pensar que sería posible inyectar agua en una zona previamente fracturada, y tras calentarse, se podría bombear el agua templada hasta la superficie a través de otro pozo cercano. La investigación actual estudia métodos de perforación, técnicas de fractura y la circulación de agua, entre otros aspectos. Aunque la energía petrotérmica abarca más del 80 por 100 de la energía geotérmica accesible de los Estados Unidos, su desarrollo comercial pertenece al futuro.

16.6.3. CONVERSIÓN DE LA ENERGÍA TÉRMICA OCEÁNICA

Los motores térmicos son dispositivos cíclicos que reciben calor de una fuente a alta temperatura, producen una salida neta de trabajo y ceden calor a un sumidero a baja temperatura. Cuanto mayor es la diferencia de temperatura entre la fuente térmica y el sumidero, mayor es el rendimiento teórico de la conversión de energía. Cuando los combustibles (como los que provienen de yacimientos fósiles) se vuelven más caros y escasos, se realizan esfuerzos para aumentar el rendimiento térmico trabajando a una temperatura de suministro del calor más alta. Otros métodos consisten en utilizar ciclos combinados o de cogeneración (como se ha visto en apartados anteriores), que transforman una mayor cantidad de la energía que entra en salida útil. Sin embargo, si se dispusiera de una fuente de energía relativamente barata y casi ilimitada en cuanto a su disponibilidad, podrían resultar atractivos los motores térmicos que funcionasen entre fuentes térmicas con una diferencia de temperatura muy pequeña, aun cuando el rendimiento térmico fuera extremadamente bajo. Esta última situación es la que anima la investigación y el desarrollo de la conversión de la energía térmica oceánica (OTEC).

Un dispositivo OTEC consiste simplemente en un motor térmico diseñado para trabajar entre la temperatura relativamente caliente de la superficie de un océano y la temperatura más fría del agua que se encuentra a gran profundidad bajo la superficie. El físico francés d'Arsonval fue quien primero sugirió este procedimiento en 1881. En la práctica, para que el funcionamiento sea rentable, la diferencia de temperaturas necesaria se encuentra alrededor de los 20 °C (36 °F). Entre 600 y 900 m (2.000 a 3.000 ft) por debajo de la superficie del océano, la temperatura es aproximadamente 5 °C (40 °F). Para conseguir la diferencia de temperatura mencionada anteriormente hay que buscar geográficamente las regiones donde el sol calienta la superficie del océano hasta al menos una temperatura media de 25 a 26 °C (78 a 80 °F). Como puede suponerse, estas regiones sólo existen en latitudes próximas al ecuador. Las mayores diferencias de temperatura se han encontrado en el océano Pacífico occidental. Sin embargo, también resultan adecuadas las regiones este y oeste de América Central y en parte son buenas las áreas alejadas de la costa sur de Estados Unidos y este de Florida.

Un sistema OTEC es simplemente un ciclo Rankine de potencia de vapor funcionando en condiciones algo especiales. Como las temperaturas del evaporador y el condensador son bajas, hay que elegir un fluido de trabajo de tal modo que sus presiones de vapor sean bastante altas a estas temperaturas. Por ejemplo, el propano (C_3H_8) tiene una presión de vapor de 0,55 MPa (80 psia) aproximadamente a 5 °C (40 °F) y su valor es de unos 0,95 MPa (140 psia) a 25 °C (78 °F). Análogamente, a las temperaturas mencionadas, el amoníaco (NH_3) tiene unas presiones de vapor de 0,48 MPa (70 psia) y 1,03 MPa (150 psia), respectivamente. Pueden elegirse otros fluidos. Se toma el agua templada de las proximidades de la superficie del océano y se lleva a un cambiador de calor, o evaporador, donde se evapora el fluido de trabajo líquido del ciclo Rankine (véase la Figura 16.24). El vapor pasa después por la turbina que mueve un generador eléc-

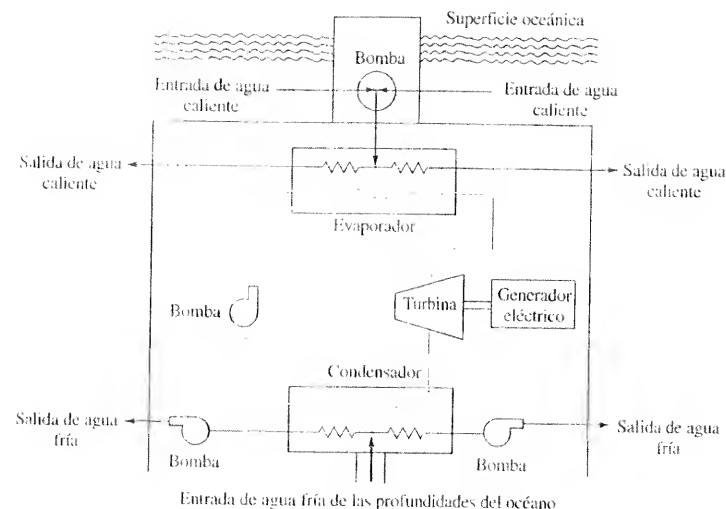


Figura 16.24. Disposición de los elementos de la instalación de una plataforma flotante que contiene un sistema OTEC.

trico y por el condensador. Para enfriar el fluido de trabajo, que vuelve a condensar en estado líquido, se bombea agua fría desde las profundidades del océano a través de una larga tubería. A continuación se bombea el líquido hasta el evaporador para dar otra vuelta al ciclo. Además de los requisitos con respecto a la presión de vapor, otra condición propia de una planta OTEC son las dimensiones obviamente enormes de los sistemas de circulación de las corrientes de agua fría y templada. Téngase también en cuenta que el agua fría se bombea desde profundidades de 600 a 900 m (2.000 a 3.000 ft).

16.7. ANÁLISIS EXERGÉTICO DEL CICLO DE POTENCIA DE VAPOR SIMPLE

El análisis exergético de los sistemas de potencia de vapor se utiliza para poner de manifiesto la importancia de las irreversibilidades que existen en los ciclos. Las mejoras de cualquier ciclo pueden efectuarse entonces empezando por la mayor de las irreversibilidades presentes. Como ejemplo, se va a estudiar un ciclo Rankine de potencia de vapor con turbina y bomba irreversibles. En la Figura 16.25 se muestra el esquema de la instalación y el diagrama Ts . Siguiendo la numeración de los estados del diagrama Ts , las relaciones energéticas básicas para la caldera, la turbina, el condensador y la bomba funcionando en régimen estacionario, son

$$q_{\text{sum}} = h_3 - h_2 \quad w_{T, \text{sal}} = h_4 - h_3 \quad q_{\text{cond, sal}} = h_1 - h_4 \quad w_B = h_2 - h_1$$

donde se han despreciado las energías cinética y potencial. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son

$$\eta_T = \frac{h_3 - h_4}{h_3 - h_{4s}} \quad \text{y} \quad \eta_B = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1}$$

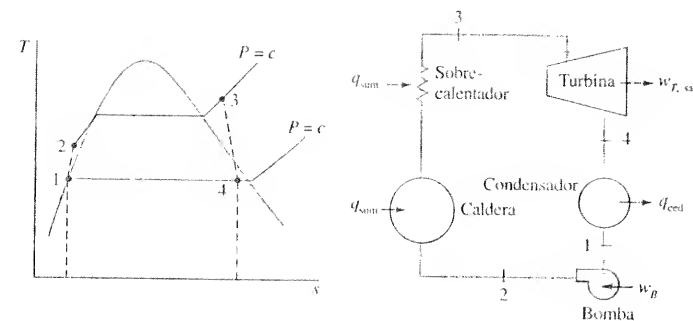


Figura 16.25. Esquema del diagrama Ts y de la instalación de un ciclo Rankine con sobrecalentamiento.

donde el subíndice s representa los estados isoentrópicos. Recuérdese que para los dispositivos en régimen estacionario, la exergía de la corriente viene dada por

$$\psi = h - h_0 - T_0(s - s_0) + \frac{V^2}{2} + gz \quad [9.47]$$

donde z se mide con respecto a z_0 . En ausencia de efectos cinéticos y potenciales, $\Delta\psi = \Delta h - T_0 \Delta s$. El balance de exergía por unidad de masa aplicado a un volumen de control con una entrada y una salida es

$$\psi_s - \psi_e = \phi_Q + w_{\text{ent}} - i_{\text{se}} \quad [9.54]$$

donde $\phi_Q = \sum q_j (1 - T_0/T_j)$.

Teniendo en cuenta la revisión anterior, se pueden escribir los balances de exergía de los cuatro dispositivos en la forma de entrada/salida, como

$$\sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \psi_2 = \psi_3 + i_{\text{cald}} \quad (\text{caldera-sobrecalentador}) \quad [16.15a]$$

$$\psi_3 = \psi_4 - w_{T, \text{sal}} + i_T \quad (\text{turbina}) \quad [16.15b]$$

$$\psi_4 = \psi_1 - \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + i_{\text{cond}} \quad (\text{condensador}) \quad [16.15c]$$

$$w_B + \psi_1 = \psi_2 + i_B \quad (\text{bomba}) \quad [16.15d]$$

Además, el rendimiento exergético del ciclo viene dado por

$$\varepsilon = \frac{w_{\text{neto, sal}}}{\Delta\psi_{\text{cald}}} \quad [16.15e]$$

Se desprecian las irreversibilidades debidas a la fricción de la corriente en la caldera y el condensador. En el ejemplo que sigue se ilustra el uso de estas ecuaciones.

EJEMPLO 16.12

Un ciclo de potencia de vapor simple genera vapor de agua en la caldera y sobrecalentador a 30 bar y 500 °C y condensa el vapor a 0,1 bar. El agua de refrigeración necesaria en el condensador aumenta su temperatura desde 18 °C hasta 28 °C. El rendimiento adiabático de la turbina es del 82 por 100 y el de la bomba del 78 por 100. Determinése la energía y la exergía de los dispositivos del ciclo y el rendimiento exergético del mismo.

Solución

Datos. El ciclo Rankine simple de potencia con turbina y bomba irreversibles de la Figura 16.26.

Incógnitas. Valores de energía, exergía e irreversibilidad de todo el ciclo y su rendimiento exergético.

Modelo. Régimen estacionario, turbina y bomba irreversibles, efectos cinético y potencial despreciables.

Análisis. En la Tabla 16.1 se resumen los valores de las principales propiedades de los cuatro estados de interés para el estado muerto definido por $T_0 = 25\text{ °C}$ y $p_0 = 1,0\text{ bar}$. Estos valores, evaluados parcialmente mediante una tabla de vapor de agua programada, se toman del Ejemplo 16.4. Los estados están numerados de acuerdo con el diagrama del ciclo. En el apartado A de la Tabla 16.2 se recoge la evaluación de los términos energéticos. Los valores más importantes obtenidos a partir de estos datos son la relación de acoplamiento, $ra = w_b/w_T = 0,003$, y el rendimiento térmico $\eta_t = w_{\text{neto, sal}}/q_{\text{sum}} = 950,5/3.260,9 = 0,291$. El primer valor indica que para mover la bomba se usa una cantidad muy pequeña del trabajo de la turbina. El segundo valor pone de manifiesto que el 71 por 100 del calor comunicado se cede en el condensador a una corriente refrigerante.

El análisis de exergía proporciona más información sobre el condensador. Teniendo en cuenta el apartado B de la Tabla 16.2, el rendimiento exergético del ciclo en función de la salida/entrada útiles es

$$\varepsilon = \frac{w_{T, \text{sal}} - w_{B, \text{ent}}}{\Delta\psi_{\text{cald}}} = \frac{950,5}{1.298,4} = 0,732$$

La disminución de la exergía del fluido en el condensador es mínima, llegando al 12 por 100 de la exergía que entra a la caldera. Se pierde una enorme cantidad de energía, pero el fluido del condensador sólo experimenta un pequeño cambio de exergía. Ello es debido a la baja temperatura del agua (45,8 °C) durante la condensación, con respecto al ambiente, que está a 25 °C.

En la Tabla 16.2 se han tomado igual a cero las irreversibilidades en la caldera y el condensador. Las pérdidas internas son cero, porque se desprecian las pérdidas por fric-

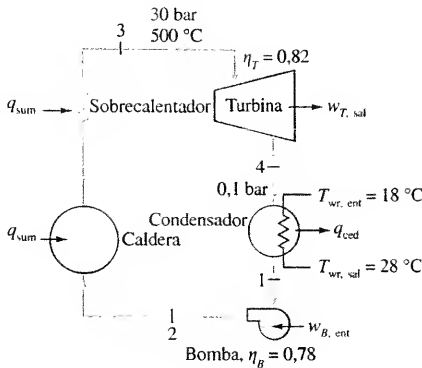


Figura 16.26. Esquema y datos del Ejemplo 16.12.

Tabla 16.1. Datos de las propiedades de un ciclo de potencia de vapor de agua

Estado	T, °C	P, bar	h, kJ/kg	s, kJ/kg · K	ψ, kJ/kg
1	45,8	0,10	191,8	0,6493	2,8
2	46,1	30	195,6	0,6516	5,9
3	500,0	30	3.456,5	7,2338	1.304,3
4	45,8	0,10	2.502,2	7,8918	153,8
0	25,0	1,00	105,0	0,3674	0,0

ción. Sin embargo, las irreversibilidades externas están presentes en ambos casos, debido a la transferencia de calor con un gradiente finito de temperatura. Como se han especificado las temperaturas de entrada, 18 °C, y salida, 28 °C, del agua de refrigeración (wr) en el condensador, se puede evaluar la irreversibilidad en el mismo. El balance de energía aplicado al condensador muestra que

$$\frac{\dot{m}_{wr}}{\dot{m}_{vapor}} = \frac{-\Delta h_{vapor}}{\Delta h_{wr}} = \frac{-(191,8 - 2.502,2)}{(117,43 - 75,58)} = 55,2$$

donde las entalpías del agua de refrigeración son las del líquido saturado h_f a dichas temperaturas. La irreversibilidad por kg de vapor de agua en el condensador adiabático

$$\begin{aligned} i_{\text{cond}} &= \frac{\dot{I}}{\dot{m}_{vapor}} = T_0 \frac{\dot{\sigma}_{\text{cond}}}{\dot{m}_{vapor}} = \\ &= T_0 \left[(s_1 - s_4) + \left(\frac{\dot{m}_{wr}}{\dot{m}_{vapor}} \right) (s_{\text{sal}} - s_{\text{ent}})_{wr} \right] = \\ &= 298,15 [(0,6493 - 7,8918) + 55,2(0,4093 - 0,2679)] = \\ &= 167,8 \text{ kJ/kg vapor} \end{aligned}$$

donde los valores de entropía del agua de refrigeración son los datos s_f de la tabla de saturación. Utilizando los datos del apartado B de la Tabla 16.2, se obtiene que la irreversibilidad (pérdida de capacidad de trabajo) en el condensador es aproximadamente un 85 por 100 de la correspondiente pérdida en la turbina. Por tanto, merece la pena reducir ésta empleando calentadores del agua de alimentación.

Tabla 16.2. Evaluación de la energía y la exergía en un ciclo de potencia de vapor de agua

A. Evaluación de energía (en kJ/kg)				
Energía que entra		Energía que sale		
Calor comunicado en la caldera	3.260,9	Calor que sale del condensador	2.310,4	
Trabajo de la bomba	3,8	Trabajo de la turbina	954,3	
Total	3.264,7	Total	3.264,7	
B. Evaluación de la exergía (en kJ/kg)				
Proceso	q	w _{real}	Δψ	i
Caldera	3.260,9	—	1.298,4	—
Turbina	—	−954,3	−1.150,5	196,2
Condensador	−2.310,4	—	−151,0	—
Bomba	—	3,8	3,1	0,7
Total	950,5	−950,5	0,0	196,9

La pérdida de exergía en la caldera es más difícil de determinar, ya que puede que no se conozcan bien los estados inicial y final de los gases producto de la combustión en el proceso de transferencia de calor. Podría obtenerse esta irreversibilidad de una manera aproximada asignando una temperatura «media» de los gases de combustión para el proceso de transferencia de calor. Con este modelo, la irreversibilidad del proceso de intercambio de calor viene dada por la Ecuación [16.15a]. Si se supone una temperatura media de los gases de combustión de 1.500 K, entonces

$$\begin{aligned} i_{q,comb} &= \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + \psi_2 - \psi_1 = \\ &= 3.260,9 \left(1 - \frac{298,15}{1.500} \right) + 5,9 - 1.304,3 = \\ &= 1.314,3 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Independientemente de la elección de la temperatura media de combustión, la irreversibilidad asociada al proceso de transferencia de calor desde los gases calientes es mucho mayor que otras pérdidas del ciclo. Además, hay otra irreversibilidad asociada al proceso de combustión propiamente dicho. Esto último se estudia en el Capítulo 13.

16.8. RESUMEN

Un ciclo Rankine de potencia ideal consta de una turbina y una bomba isoentrópicas, con intercambio de calor en una caldera-sobrecalentador, y un condensador a presión constante. Se suele aproximar el trabajo de la bomba por $w_{B,ent} = v_f(P_2 - P_1)$. Con la notación de la Figura 16.2

$$q_{sum} = h_3 - h_2 \quad w_{T,sal} = h_3 - h_4 \quad q_{cond,ced} = h_4 - h_1$$

y el rendimiento térmico es

$$\eta_t = \frac{w_{T,sal} - w_{B,ent}}{q_{sum}} = \frac{h_3 - h_4 - v_f(P_2 - P_1)}{h_3 - h_2}$$

El efecto que se consigue al disminuir la presión del condensador es aumentar el calor suministrado, el trabajo de salida, el rendimiento térmico y el contenido en humedad a la salida de la turbina. Las irreversibilidades en la turbina y la bomba disminuyen el trabajo neto de salida y el rendimiento térmico, pero aumentan la calidad del vapor a la salida de la turbina.

Un ciclo con recalentamiento correctamente diseñado aumenta la temperatura media durante el suministro de calor y aumenta por ello el rendimiento térmico. Para aumentar la temperatura media de aporte del calor, el ciclo regenerativo utiliza calentadores del agua de alimentación abiertos o cerrados. Aunque en un ciclo regenerativo y para un flujo másico total dado la potencia neta que sale disminuye, el rendimiento térmico mejora.

El uso eficiente de la energía aumenta al producir potencia y energía térmica para calefacción simultáneamente. Estas plantas se denominan sistemas de *cogeneración*. Otro procedimiento para mejorar el rendimiento de la generación de potencia es mediante el uso del *ciclo combinado*, en el que se utilizan formando tándem un ciclo de turbina de gas y uno de potencia de vapor de agua. La corriente de los gases de escape del ciclo de gas actúa como fuente energética del ciclo de vapor de agua. Los ciclos de vapor binarios, la conversión de energía geotérmica y oceánica son otros de los ciclos de potencia de vapor que poseen interés.

PROBLEMAS

- 16.1. Un ciclo de Carnot funciona en régimen estacionario con vapor de agua. Al terminar la compresión adiabática la presión es 1,5 MPa y la calidad el 10 por 100. Durante la expansión isoterma se comunica calor hasta que el vapor de agua es vapor saturado. A continuación, el fluido se expande adiabáticamente hasta que la presión es 0,10 MPa. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) la calidad al final de la expansión adiabática, (b) el rendimiento térmico, (c) el calor suministrado en kJ/kg, (d) el trabajo de la compresión adiabática, y (e) el trabajo neto, en kJ/kg.
- 16.2. Un motor térmico de Carnot funciona en régimen estacionario con vapor de agua. Al terminar la compresión adiabática la presión es 30 bar y la calidad es del 20 por 100. Se comunica calor en un proceso isoterma y al final el vapor de agua es vapor saturado. Durante la cesión de calor a temperatura constante la presión es 0,3 bar. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) la calidad al final de la expansión adiabática, (b) el rendimiento térmico, (c) el calor cedido en kJ/kg, (d) el trabajo de la expansión adiabática, y (e) el trabajo neto de salida por ciclo, en kJ/kg.
- 16.3. Un motor térmico de Carnot funciona en régimen estacionario con agua. Al comienzo del proceso en el que recibe calor el fluido es líquido saturado, y al final de dicho proceso es vapor saturado. El calor se comunica a 12,0 MPa y se cede a 0,030 MPa. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) la calidad al final de la expansión adiabática y al terminar la cesión de calor a temperatura constante, (b) el rendimiento térmico, (c) el calor suministrado en cada ciclo en kJ/kg, (d) el trabajo de la compresión adiabática, y (e) el trabajo neto por ciclo.
- 16.4. A la caldera de un motor de Carnot que funciona en régimen estacionario entra agua en estado de líquido saturado a 2,5 MPa y sale con una calidad del 95 por 100. La presión del vapor de agua a la salida de la turbina es 0,050 MPa. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) el rendimiento térmico, (b) la calidad al final del proceso de cesión de calor a temperatura constante, (c) el calor suministrado al ciclo, (d) el trabajo de la compresión adiabática, y (e) el trabajo neto de salida, en kJ/kg.
- 16.51. Un motor térmico de Carnot funciona en régimen estacionario con vapor de agua. Al terminar la compresión adiabática la presión es 400 psia y la calidad es del 20 por 100. Se comunica calor en un proceso isoterma y al final el vapor de agua es vapor saturado. Durante la cesión de calor a temperatura constante la presión es 20 psia. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) la calidad al final de la expansión adiabática, (b) el rendimiento térmico, (c) el calor cedido en Btu/lb_m, (d) el trabajo de la expansión adiabática, y (e) el trabajo neto de salida por ciclo, en Btu/lb_m.
- 16.61. Un motor térmico de Carnot funciona en régimen estacionario con agua. Al comienzo del proceso en el que recibe calor el fluido es líquido saturado, y al final de dicho proceso es vapor saturado. El calor se comunica a 640 °F y se cede a 40 °F. Representese el diagrama Ts del ciclo. Después, calcúlese (a) la calidad al final de la expansión adiabática y al terminar la cesión de calor a temperatura constante, (b) el

rendimiento térmico, (c) el calor suministrado por ciclo en Btu/lb_m, (d) el trabajo de la compresión adiabática, y (e) el trabajo neto por ciclo.

CICLOS RANKINE SIMPLE Y NO IDEAL

- 16.7. En un ciclo Rankine ideal, el vapor de agua entra a la turbina a 40 bar y 440 °C. Si de la turbina salen 10.000 kW, determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico de vapor, en kg/h, para presiones del condensador de (a) 0,08 bar, y (b) 0,04 bar.
- 16.8. Un ciclo Rankine tiene una presión de salida de turbina de 0,008 MPa y una presión de entrada en turbina de 6,0 MPa. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico de vapor, en kg/h, para una potencia neta de salida de 10 MW, con una temperatura de entrada a la turbina de (a) 540 °C. y (b) 440 °C.
- 16.9. Un ciclo Rankine tiene una presión de salida de turbina de 0,08 bar y una presión de entrada en turbina de 600 °C. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico para una presión de entrada a la turbina de (a) 120 bar, y (b) 60 bar.
- 16.10. Un ciclo Rankine ideal produce vapor de agua a 140 bar y 560 °C y el fluido condensa a 0,06 bar. La salida neta de potencia es 20 MW. Determínese (a) el calor suministrado, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor en kg/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, si ésta aumenta su temperatura 10 °C.
- 16.11. Un ciclo Rankine ideal de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 80 bar y 560 °C; presión en el condensador 0,06 bar. Determínese (a) el calor suministrado al ciclo, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor en kg/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en kg/h, si ésta aumenta su temperatura 8 °C.
- 16.12. Un ciclo Rankine ideal que produce 150 MW de potencia neta tiene unas condiciones de entrada a la turbina para el vapor de 80 bar y 440 °C y una presión en el condensador 0,080 bar. El agua de refrigeración del condensador aumenta su temperatura 9,4 °C. Determínese (a) la calidad del vapor a la salida de la turbina, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor necesario en kg/s, y (d) el flujo volumétrico de agua de refrigeración que se necesita, en m³/s, si el agua entra a 18 °C.
- 16.13. El vapor de agua que entra a la turbina de un ciclo Rankine está a 40 bar y 440 °C. Utilícese un programa de ordenador para calcular (a) la calidad a la salida de la turbina, y (b) el rendimiento térmico para presiones del condensador de 0,04, 0,08, 0,20, 0,40, 0,60, 0,80 y 1,0 bar. Representéense gráficamente ambas magnitudes en función de la presión del condensador.
- 16.14. Un ciclo Rankine ideal tiene unas presiones de entrada y salida de turbina de 6,0 y 0,008 MPa respectivamente. Utilícese un programa de ordenador para calcular (a) la calidad a la salida de la turbina, y (b) el rendimiento térmico para temperaturas de entrada en la turbina de

400 °C, 440 °C, 480 °C, 520 °C, 560 °C y 600 °C. Representéense gráficamente ambas magnitudes frente a la temperatura de entrada en la turbina.

- 16.15. Por un ciclo Rankine de una unidad de potencia de vapor de agua circula un flujo másico de 23.740 kg/h. El agua entra a la caldera a 100 bar y sale del condensador a 0,10 bar y 45,0 °C. El flujo másico de agua de refrigeración en el condensador es igual a $1,31 \times 10^6$ kg/h, donde aumenta su temperatura 8,50 °C. Determínese (a) la entalpía y entropía a la salida de la turbina, (b) la entalpía a la entrada de la turbina, (c) el calor comunicado en kJ/kg, (d) el rendimiento térmico, y (e) la potencia que sale de la turbina en kW.
- 16.16. Un ciclo Rankine utiliza energía solar como fuente térmica y refrigerante 134a como fluido de trabajo. Éste entra a la bomba como líquido saturado a 9 bar y sale a 16 bar. La temperatura de entrada a la turbina es 160 °C y el flujo másico es 1.000 kg/h. Determínese (a) el trabajo neto de salida en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, y (c) el área, en m², del colector solar que se necesita si el colector recibe 650 J/m² · s.
- 16.17. Un ciclo Rankine utiliza un pequeño acumulador de energía solar a 90 °C como fuente térmica y refrigerante 134a como fluido de trabajo. Éste entra a la bomba como líquido saturado a 7 bar y sale de la misma a 16 bar. La temperatura de entrada a la turbina es 80 °C y el flujo másico es 1.200 kg/h. Determínese (a) el trabajo neto de salida en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, y (c) el flujo másico necesario de agua procedente del acumulador, en kg/h, si la temperatura del agua disminuye 5 °C al atravesar el evaporador del ciclo.
- 16.18. Retómese el ciclo Rankine del Problema 16.7, pero inclúyase en el análisis que el rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico del ciclo modificado, y (3) la generación de entropía en la turbina y la bomba, en kJ/kg · K.
- 16.19. Retómese el ciclo Rankine del Problema 16.8, pero inclúyase en el análisis que el rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico del ciclo modificado, y (3) la generación de entropía en la turbina y la bomba, en kJ/kg · K.
- 16.20. Un ciclo Rankine ideal tiene una presión de salida de turbina de 0,08 bar y una temperatura de entrada en turbina de 600 °C. El rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico del ciclo para una presión de entrada en la turbina de (a) 120 bar, y (b) 60 bar. (Véase el Problema 16.9.)
- 16.21. Un ciclo Rankine ideal genera vapor de agua a 140 bar y 560 °C y la presión de salida de la turbina es 0,06 bar. El rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el trabajo neto, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico del ciclo, y (c) la generación de entropía en la turbina y la bomba, en kJ/kg · K. (Véase el Problema 16.10.)
- 16.22. Un ciclo Rankine de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 80 bar y 560 °C; presión en el condensador, 0,06 bar. El rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el rendimiento

- térmico, en kJ/kg, (b) el flujo másico de vapor en kg/h, y (c) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en kg/h, si ésta aumenta su temperatura 8 °C. (Véase el Problema 16.11.)
- 16.23. Retómese el ciclo Rankine del Problema 16.12, pero inclúyase en el análisis que el rendimiento adiabático de la turbina es del 84 por 100 y el de la bomba es del 75 por 100. Determinése (a) la calidad del vapor a la salida de la turbina, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor necesario, en kg/s, (d) el flujo volumétrico de agua de refrigeración que se necesita, en m³/s, si el agua entra a 18 °C, y (e) la producción de entropía en la turbina y la bomba, en kJ/kg · K, para el ciclo modificado.
- 16.24I. En un ciclo Rankine ideal, el vapor de agua entra a la turbina a 1.200 psia y 800 °F. Si la turbina desarrolla 10.000 kW, determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico de vapor, en lb_m/h, para presiones del condensador de (a) 1 psia, y (b) 0,60 psia.
- 16.25I. Un ciclo Rankine tiene una presión de salida de turbina de 1 psia y una presión de entrada en la turbina de 800 psia. Determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico de vapor, en lb_m/h, para una potencia neta de salida de 10 MW y temperaturas de entrada en turbina de (a) 1.000 °F, y (b) 800 °F.
- 16.26I. Un ciclo Rankine ideal produce vapor de agua a 2.000 psia y 1.000 °F y la presión de salida de la turbina es 0,80 psia. La potencia neta de salida es 100 MW. Determinése (a) el calor suministrado al ciclo, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico del ciclo, (c) el flujo másico de vapor en lb_m/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en lb_m/h, si ésta aumenta su temperatura 14 °F.
- 16.27I. Un ciclo Rankine ideal de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 1.600 psia y 1.000 °F; presión en el condensador, 1,0 psia. Determinése (a) el calor suministrado al ciclo, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor en lb_m/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en lb_m/h, si ésta aumenta su temperatura 12 °F.
- 16.28I. Un ciclo Rankine utiliza energía solar como fuente térmica y refrigerante 13-4a como fluido de trabajo. Éste entra a la bomba como líquido saturado a 100 psia y sale de la misma a 300 psia. La temperatura de entrada a la turbina es 240 °F y el flujo másico es 1.200 lb_m/h. Determinése (a) el trabajo neto de salida en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, y (c) el área, en ft², del colector solar que se necesita si el colector recoge 200 Btu/ft² · h.
- 16.29I. Retómese el ciclo Rankine del Problema 16.24Ia, pero inclúyase en el análisis que el rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico del ciclo modificado.
- 16.30I. Retómese el ciclo Rankine del Problema 16.25Ia, pero inclúyase en el análisis que el rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico del ciclo modificado.

- 16.31I. Un ciclo Rankine ideal produce vapor de agua a 2.000 psia y 1.000 °F y la presión de salida de la turbina es 0,80 psia. El rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determinése (a) el trabajo neto, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico del ciclo, y (c) la generación de entropía en la turbina y la bomba, en Btu/lb_m · °R. (Véase el Problema 16.26I.)
- 16.32I. Un ciclo Rankine de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 1.600 psia y 1.000 °F; presión en el condensado 1,0 psia. El rendimiento adiabático de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determinése (a) el rendimiento térmico, (b) el flujo másico de vapor en lb_m/h, (c) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en lb_m/h, si ésta aumenta su temperatura 12 °F, y (d) la producción de entropía en la turbina y la bomba, en Btu/lb_m · °R. (Véase el Problema 16.27I.)

CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR CON RECALENTAMIENTO

- 16.33. Modifíquense los datos del Problema 16.7 del modo siguiente. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 7 bar, se recalienta hasta 440 °C y entonces se expande hasta (a) 0,08 bar, y (b) 0,04 bar. Determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico.
- 16.34. Modifíquense los datos del Problema 16.8 del modo siguiente. (a) El vapor de agua a 6,0 MPa y 540 °C se expansiona hasta 0,50 MPa, se recalienta hasta 500 °C y se expansiona hasta 0,008 MPa. (b) El vapor de agua a 6,0 MPa y 440 °C se expansiona hasta 1,0 MPa, se recalienta hasta 440 °C y se expansiona hasta 0,008 MPa. Determinése (1) la calidad a la entrada del condensador, y (2) el rendimiento térmico.
- 16.35. Un ciclo de potencia de vapor ideal funciona con las dos condiciones siguientes. El vapor de agua (a) a 120 bar y 600 °C se expansiona hasta 10 bar, se recalienta hasta 540 °C y se expansiona hasta 0,08 bar, y (b) a 60 bar y 600 °C se expansiona hasta 10 bar, se recalienta hasta 540 °C y se expansiona hasta 0,08 bar. Determinése (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico del ciclo. (Véase el Problema 16.9.)
- 16.36. El vapor de agua generado en un ciclo de potencia de vapor ideal a 14,0 MPa y 560 °C se expansiona hasta 1,5 MPa, se recalienta hasta 540 °C y se expansiona más aún hasta 0,006 MPa. La potencia neta de salida es 20 MW. Determinése (a) el calor recibido, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor, en kg/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, si ésta aumenta su temperatura 10 °C. (Véase el Problema 16.10.)
- 16.37. Un ciclo de potencia de vapor ideal que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 8,0 MPa y 560 °C; expansión hasta 0,5 MPa; recalentamiento hasta 500 °C y expansión hasta una presión en el condensador de 0,006 MPa. Determinése (a) el calor recibido, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor, en kg/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en kg/h, si ésta aumenta su temperatura 8 °C. (Véase el Problema 16.11.)

- 16.38. Un ciclo Rankine ideal que produce 150 MW de potencia neta tiene unas condiciones de entrada a la turbina para el vapor de 8,0 MPa y 440 °C. Se realiza una expansión hasta 1,5 MPa, seguida de recalentamiento hasta 440 °C y una última expansión hasta la presión del condensador a 0,008 bar. El agua de refrigeración del condensador aumenta su temperatura 9,4 °C. Determínese (a) la calidad del vapor a la salida de la turbina, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor necesario en kg/s, y (d) el flujo volumétrico de agua de refrigeración que se necesita, en m³/s, si el agua entra a 18 °C. (Véase el Problema 16.12.)
- 16.39. Un ciclo de potencia de vapor ideal con recalentamiento funciona con vapor de agua que entra a la turbina a 40 bar y 440 °C, una temperatura de recalentamiento de 440 °C y una presión de condensación de 0,08 bar. Obténgase el rendimiento térmico para unas presiones de recalentamiento de 40, 20, 10, 7 y 5 bar, y represéntense los resultados frente a la presión. (Véase el Problema 16.33a.)
- 16.40. Un ciclo de potencia de vapor ideal con recalentamiento funciona con vapor de agua que entra a la turbina a 140 bar y 560 °C, una temperatura de recalentamiento de 540 °C y una presión de condensación de 0,06 bar. Obténgase el rendimiento térmico para unas presiones de recalentamiento de 140, 80, 40 y 15 bar, y represéntense los resultados frente a la presión. (Véanse los Problemas 16.10 y 16.36.)
- 16.41. El rendimiento adiabático de las dos etapas de la turbina de un ciclo con recalentamiento es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Con estos valores, determínese el rendimiento térmico del ciclo utilizando los datos dados en el (a) Problema 16.33a, (b) Problema 16.33b, (c) Problema 16.34a, y (d) Problema 16.34b.
- 16.42. Retómense los datos del Problema 16.35a. Determínese (a) el rendimiento térmico, y (b) la producción de entropía en las dos etapas de la turbina si el análisis del ciclo con recalentamiento tiene en cuenta que el rendimiento adiabático de ambas etapas es del 85 por 100 y del 70 por 100 el de la bomba.
- 16.43. Modifíquese el análisis del ciclo con recalentamiento del Problema 16.36 para tener en cuenta que el rendimiento de ambas etapas de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el calor recibido, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor en kg/h, (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, si ésta aumenta su temperatura 10 °C, y (e) la producción de entropía en cada etapa de turbina, en kJ/kg · K.
- 16.44. Modifíquese el análisis del ciclo con recalentamiento del Problema 16.37 para tener en cuenta que el rendimiento de ambas etapas de la turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el calor comunicado al ciclo, en kJ/kg, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor en kg/h, (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, si ésta aumenta su temperatura 8 °C, y (e) la producción de entropía en cada etapa de turbina, en kJ/kg · K.
- 16.45. Modifíquese el análisis del ciclo con recalentamiento del Problema 16.38 para tener en cuenta que el rendimiento de ambas etapas de la

- turbina es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) la calidad del vapor a la salida de la turbina, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor necesario en kg/s, (d) el flujo volumétrico de agua de refrigeración que se necesita, en m³/s, si el agua entra a 18 °C, y (e) la producción de entropía en las dos etapas de turbina, en kJ/kg · K.
- 16.46I. Modifíquense los datos del Problema 16.24 del modo siguiente. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 100 psia, se recalienta hasta 800 °F y entonces se expande hasta (a) 1 psia, y (b) 0,60 psia. Determínese (1) la calidad a la salida de la turbina, y (2) el rendimiento térmico.
- 16.47I. Modifíquense los datos del Problema 16.25 del modo siguiente. (a) El vapor de agua a 800 psia y 1.000 °F se expansiona hasta 60 psia, se recalienta hasta 1.000 °F y se expansiona hasta 1 psia. (b) El vapor de agua a 800 psia y 800 °F se expansiona hasta 120 psia, se recalienta hasta 800 °F y se expansiona hasta 1 psia. Determínese (1) la calidad a la entrada del condensador, y (2) el rendimiento térmico.
- 16.48I. El vapor de agua generado en un ciclo de potencia de vapor ideal a 2.000 psia y 1.000 °F se expansiona hasta 160 psia, se recalienta hasta 900 °F y se expansiona más aún hasta 0,80 psia. La potencia neta de salida es 100 MW. Determínese (a) el calor suministrado al ciclo, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor, en lb_m/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en lb_m/h, si ésta aumenta su temperatura 14 °F. (Véase el Problema 16.26I.)
- 16.49I. Un ciclo ideal de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 1.600 psia y 1.000 °F; expansión hasta 80 psia; recalentamiento hasta 900 °F y expansión hasta la presión del condensador a 1 psia. Determínese (a) el calor suministrado al ciclo, en Btu/lb_m, (b) el rendimiento térmico, (c) el flujo másico de vapor, en lb_m/h, y (d) el flujo másico de agua de refrigeración que se necesita en el condensador, en lb_m/h, si ésta aumenta su temperatura 12 °F. (Véase el Problema 16.27I.)
- 16.50I. Un ciclo ideal de potencia de vapor con recalentamiento funciona con vapor de agua que entra en la turbina a 1.200 psia y 800 °F, con una temperatura de recalentamiento de 800 °F y una presión en el condensador de 1 psia. Determínese el rendimiento térmico para presiones de recalentamiento de 1.200, 400, 200 y 100 psia, y represéntense gráficamente los resultados frente a la presión de recalentamiento. (Véanse los Problemas 16.24a y 16.46a.)
- 16.51I. Un ciclo ideal de potencia de vapor con recalentamiento funciona con vapor de agua que entra en la turbina a 2.000 psia y 1.000 °F, con una temperatura de recalentamiento de 900 °F y una presión en el condensador de 0,8 psia. Determínese el rendimiento térmico para presiones de recalentamiento de 2.000, 600, 400, 250 y 160 psia, y represéntense gráficamente los resultados frente a la presión de recalentamiento. (Véanse los Problemas 16.26I y 16.48I.)
- 16.52I. El rendimiento adiabático de las dos etapas de la turbina de un ciclo con recalentamiento es del 85 por 100 y el de la bomba es del 70 por 100. Con estos valores, determínese (1) el rendimiento térmico,

y (2) la producción de entropía en las dos etapas de la turbina, en $\text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, utilizando los datos dados en el (a) Problema 16.461a, (b) Problema 16.461b, (c) Problema 16.471a, (d) Problema 16.471b, (e) Problema 16.481, y (f) Problema 16.491.

CICLOS DE VAPOR REGENERATIVOS

- 16.53. Modifíquense los datos del Problema 16.7 del modo siguiente. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 7 bar, donde se sangra una parte y se lleva a un único calentador abierto del agua de alimentación, que trabaja a la misma presión. El resto del fluido se expansiona en la turbina hasta (a) 0,08 bar, y (b) 0,04 bar. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico total, en kg/h . (Véase también el Problema 16.33.)
- 16.54. Modifíquense los datos del Problema 16.8 del modo siguiente. (a) El vapor a 6,0 MPa y 540°C se expande hasta 0,50 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a un único cambiador abierto, expandiéndose el resto hasta 0,008 MPa. (b) El vapor de agua a 6,0 MPa y 440°C se expande hasta 1,0 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a un único calentador abierto, expandiéndose el resto hasta 0,008 MPa. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, y (2) el rendimiento térmico. (Véase también el Problema 16.34.)
- 16.55. Un ciclo de potencia de vapor ideal funciona con las dos condiciones siguientes. El vapor de agua (a) a 120 bar y 600°C se expansiona hasta 10 bar, donde se sangra una parte y se lleva a un único calentador abierto, expandiéndose el resto hasta 0,08 bar, y (b) a 60 bar y 600°C se expansiona hasta 10 bar, donde se sangra una parte y se lleva a un único calentador abierto, expandiéndose el resto hasta 0,08 bar. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, y (2) el rendimiento térmico del ciclo. (Véase también el Problema 16.35.)
- 16.56. El vapor de agua generado en un ciclo de potencia de vapor ideal a 14,0 MPa y 560°C se expansiona hasta 1,5 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a (a) un único calentador del agua de alimentación abierto, y (b) un único calentador cerrado del agua de alimentación seguido de una bomba. El resto del fluido continúa su expansión en la turbina hasta 0,006 MPa. La potencia neta de salida es 20 MW. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (2) el flujo másico total de vapor en kg/h , y (3) el rendimiento térmico. (Véase también el Problema 16.36.)
- 16.57. Un ciclo de potencia de vapor ideal que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 8,0 MPa y 560°C ; expansión hasta 0,5 MPa hacia (a) un único calentador abierto, y (b) un único calentador cerrado, expandiéndose el resto hasta una presión en el condensador de 0,006 MPa. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (2) el flujo másico total de vapor en kg/h , y (3) el rendimiento térmico. (Véase también el Problema 16.37.)
- 16.58. Un ciclo Rankine ideal que produce 150 MW de potencia neta tiene unas condiciones de entrada a la turbina para el vapor de 80 bar y 440°C . Se realiza una expansión hasta 15 bar, donde se sangra una

parte y se lleva a un calentador abierto del agua de alimentación. El resto se expande en la turbina hasta una presión del condensador de 0,080 bar. Determinése (a) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (b) el rendimiento térmico, y (c) el flujo másico de vapor necesario en kg/h . (Véase también el Problema 16.38.)

- 16.59. La caldera-sobrecalentador de un ciclo ideal de potencia de vapor regenerativo genera vapor a 120 bar y 600°C . Un calentador cerrado del agua de alimentación recibe vapor de agua a 30 bar procedente de la turbina, y a 10 bar se tiene un calentador abierto. El condensador trabaja a 0,08 bar y el líquido condensado en el cambiador cerrado se lleva, tras un proceso de estrangulamiento, al calentador abierto. Se han colocado bombas de líquidos tras el condensador y tras el calentador abierto. Determinése (a) las fracciones de la corriente total que van a los calentadores cerrado y abierto, (b) el trabajo de salida de la turbina y el trabajo total de la bomba, en kJ/kg de corriente total, y (c) el rendimiento térmico.
- 16.60. En la turbina de un ciclo ideal regenerativo entra vapor de agua a 4,0 MPa y 500°C . A 0,7 MPa y a 0,3 MPa se extrae parte del vapor y se lleva a dos calentadores abiertos del agua de alimentación colocados en serie. Tras el condensador, que trabaja a 0,006 MPa, y tras cada uno de los calentadores, se han colocado las bombas adecuadas. Determinése (a) la fracción de la corriente total que va al calentador a 0,7 MPa y la que va al de 0,3 MPa, (b) el trabajo que sale de la turbina y el trabajo total de la bomba, en kJ/kg de corriente total, y (c) el rendimiento térmico.
- 16.61. Se genera vapor de agua a 140 bar y 520°C . En la primera etapa de la turbina se expansiona el vapor hasta 40 bar. Parte de la corriente que sale de esta primera etapa se lleva a un calentador cerrado del agua de alimentación, recalentándose el resto hasta 520°C . El vapor recalentado se expansiona entonces en una segunda etapa de turbina hasta una presión de salida de 0,08 bar. En la segunda etapa se sangra parte del vapor a 7 bar, para su utilización en un calentador abierto del agua de alimentación. El vapor sangrado en la primera etapa condensa al pasar por el calentador cerrado, y, tras un proceso de estrangulamiento, se lleva al calentador abierto a 7 bar. El líquido saturado que sale del calentador abierto pasa primero por una bomba hasta 140 bar y después por el calentador cerrado hacia la caldera. Si se supone que el ciclo es ideal y se desprecia el trabajo de la bomba, determinése (a) el porcentaje del vapor que entra a la primera etapa que va al calentador cerrado, (b) el porcentaje del vapor que entra a la segunda etapa que se sangra y se lleva al calentador abierto, y (c) el rendimiento térmico del ciclo.
- 16.62. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba de un ciclo regenerativo son el 85 por 100 y el 70 por 100 respectivamente. Con esta información, determinése (1) el rendimiento térmico del ciclo, y (2) la producción de entropía en la turbina y el calentador en $\text{kJ/kg} \cdot \text{K}$ para los valores dados en el (a) Problema 16.53a, (b) Problema 16.53b, (c) Problema 16.54a, (d) Problema 16.54b, (e) Problema 16.55a, (f) Problema 16.55b, (g) Problema 16.56a, (h) Problema 16.57a, e (i) Problema 16.59.
- 16.63I. Modifíquense los datos del Problema 16.24 del modo siguiente. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 100 psia, donde se sangra una parte hacia un único calentador abierto que trabaja a la

- misma presión. El resto del fluido se expansiona en la turbina hasta (a) 1 psia, y (b) 0,60 psia. Determinése (1) la fracción de la corriente sangrada hacia el calentador, (2) el rendimiento térmico, y (3) el flujo másico total de vapor de agua, en lb_m/h . (Véase también el Problema 16.46.)
- 16.64I. Modifíquense los datos del Problema 16.25 del modo siguiente. (a) El vapor de agua a 800 psia y 1.000 °F se expansiona hasta 60 psia, donde se sangra una parte hacia un único calentador abierto, expansionándose el resto hasta 1 psia. (b) El vapor de agua a 800 psia y 800 °F se expansiona hasta 120 psia, donde se sangra una parte hacia un único calentador abierto, expansionándose el resto hasta 1 psia. Determinése (1) la fracción de la corriente sangrada hacia el calentador, y (2) el rendimiento térmico. (Véase también el Problema 16.47.)
- 16.65I. El vapor de agua generado en un ciclo de potencia de vapor ideal a 2.000 psia y 1.000 °F se expansiona hasta 160 psia, donde se sangra una parte y se lleva a (a) un único calentador del agua de alimentación abierto, y (b) un único calentador cerrado del agua de alimentación seguido de una bomba. El resto del fluido continúa su expansión en la turbina hasta 0,80 psia. La potencia neta de salida es 100 MW. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (2) el flujo másico total de vapor en lb_m/h , y (3) el rendimiento térmico. (Véanse los Problemas 16.26 y 16.48.)
- 16.66I. Un ciclo ideal de potencia de vapor que produce 125 MW de potencia bruta en la turbina tiene las siguientes condiciones de funcionamiento: entrada a la turbina, 1.600 psia y 1.000 °F; expansión hasta 80 psia hacia (a) un único calentador abierto, y (b) un único calentador cerrado seguido de una bomba, expandiéndose el resto hasta una presión en el condensador de 1 psia. Determinése (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (2) el flujo másico total de vapor en lb_m/h , y (3) el rendimiento térmico. (Véase también el Problema 16.49.)
- 16.67I. La caldera-sobrecalentador de un ciclo ideal de potencia de vapor regenerativo genera vapor a 1.800 psia y 1.000 °F. Un calentador cerrado del agua de alimentación recibe vapor de agua a 400 psia procedente de la turbina, y a 140 psia se tiene funcionando un calentador abierto. El condensador trabaja a 0,80 psia y el líquido condensado en el cambiador cerrado se lleva, tras un proceso de estrangulamiento, al cambiador abierto. Se han colocado bombas de líquidos tras el condensador y tras el calentador abierto. Determinése (a) las fracciones de la corriente total que van a los calentadores cerrado y abierto, (b) el trabajo de salida de la turbina y el trabajo total de la bomba, en Btu/lb_m de corriente total, y (c) el rendimiento térmico.
- 16.68I. En la turbina de un ciclo ideal regenerativo entra vapor de agua a 500 psia y 900 °F. A 100 psia y a 40 psia se extrae parte del vapor y se lleva a dos calentadores abiertos del agua de alimentación colocados en serie. Tras el condensador, que trabaja a 1 psia, y tras cada uno de los calentadores, se han colocado las bombas adecuadas. Determinése (a) la fracción de la corriente total que va al calentador a 100 psia y la que va al de 40 psia, (b) el trabajo que sale de la turbina y el trabajo total de la bomba, en Btu/lb_m de corriente total, y (c) el rendimiento térmico.
- 16.69I. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba de un ciclo regenerativo son el 85 y el 70 por 100, respectivamente. Con esta información, determinése el rendimiento térmico del ciclo para los valores

dados en el (a) Problema 16.63Ia, (b) Problema 16.63Ib, (c) Problema 16.64Ia, (d) Problema 16.64Ib, (e) Problema 16.65Ia, (f) Problema 16.65Ib, (g) Problema 16.66Ia, y (h) Problema 16.67I.

CICLOS DE VAPOR CON RECALENTAMIENTO Y REGENERATIVOS

- 16.70. Considérense las siguientes modificaciones de los Problemas 16.33 y 16.53. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 7 bar, y entonces se sangra una parte hacia un calentador del agua de alimentación que trabaja a esta presión. El resto se recalienta hasta 440 °C y después se expande hasta (a) 0,08 bar, y (b) 0,04 bar. Obténgase el rendimiento térmico.
- 16.71. Considérense las siguientes modificaciones de los Problemas 16.34 y 16.54. (a) El vapor a 6,0 MPa y 540 °C se expande hasta 0,50 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 500 °C y se expande después hasta 0,008 MPa. (b) El vapor de agua a 6,0 MPa y 440 °C se expande hasta 1,0 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 440 °C y se expande hasta 0,008 MPa. Obténgase el rendimiento térmico.
- 16.72. Un ciclo de potencia de vapor ideal funciona con las dos condiciones siguientes. (a) El vapor de agua a 120 bar y 600 °C se expansiona hasta 10 bar, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 540 °C y se expande hasta 0,08 bar. (b) El vapor de agua a 60 bar y 600 °C se expansiona hasta 10 bar, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 540 °C y se expande hasta 0,08 bar. Calcúlese (1) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, y (2) el rendimiento térmico del ciclo. (Véanse también los Problemas 16.35 y 16.55.)
- 16.73. El vapor de agua generado en un ciclo de potencia de vapor ideal a 14,0 MPa y 560 °C se expande hasta 1,5 MPa, donde se sangra una parte y se lleva a un único calentador del agua de alimentación cerrado seguido de una bomba. El resto del fluido se recalienta hasta 540 °C antes de continuar su expansión en la turbina hasta 0,006 MPa. La potencia neta de salida es 20 MW. Determinése (a) la fracción de la corriente total sangrada hacia el calentador, (b) el flujo másico total de vapor necesario, en kg/h , y (c) el rendimiento térmico. (Véanse también los Problemas 16.36 y 16.56b.)
- 16.74. Considérese la siguiente modificación del Problema 16.59. La parte de la corriente que no va al calentador cerrado del agua de alimentación se recalienta hasta 500 °C antes de entrar en la segunda etapa de la turbina. Determinése (a) la fracción de la corriente total sangrada que va al calentador abierto, (b) el calor suministrado, en kJ/kg , y (c) el rendimiento térmico.
- 16.75. Considérese la siguiente modificación del Problema 16.60. La parte de la corriente que no va al calentador abierto del agua de alimentación a 0,7 MPa se recalienta hasta 500 °C antes de entrar en la segunda etapa de la turbina. Determinése (a) la fracción de la corriente total sangrada

que va al calentador abierto a 0,3 MPa. *(b)* el calor suministrado, en kJ/kg, y *(c)* el rendimiento térmico.

- 16.76. Un ciclo ideal con recalentamiento y regenerativo funciona con unas condiciones a la entrada de la turbina de 140 bar y 600 °C, y el recalentamiento se efectúa a 7 bar y 500 °C. A 15 bar trabaja un calentador cerrado del agua de alimentación y el condensado del calentador cerrado se recoge en una trampa y se lleva a un calentador abierto del agua de alimentación que trabaja a 3 bar. La presión del condensador es 0,06 bar. Determinése *(a)* el rendimiento térmico, y *(b)* el flujo másico que pasa por el generador de vapor, en kg/h, necesario para que la salida de la turbina sea igual a 100 MW.
- 16.77. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba de un ciclo con recalentamiento y regenerativo son el 85 por 100 y el 70 por 100 respectivamente. Con esta información, determinése el rendimiento térmico del ciclo para los valores dados en el *(a)* Problema 16.70a, *(b)* Problema 16.70b, *(c)* Problema 16.71a, *(d)* Problema 16.71b, *(e)* Problema 16.72a, *(f)* Problema 16.72b, *(g)* Problema 16.74, y *(h)* Problema 16.75.
- 16.78I. Considérense las siguientes modificaciones de los Problemas 16.46I y 16.63I. El vapor de agua se expansiona en la turbina hasta 100 psia, y entonces se sangra una parte hacia un calentador abierto del agua de alimentación que trabaja a esta presión. El resto se recalienta hasta 800 °F y se expande entonces hasta *(a)* 1 psia, y *(b)* 0,60 psia. Obténgase el rendimiento térmico.
- 16.79I. Considérense las siguientes modificaciones de los Problemas 16.47I y 16.64I. *(a)* El vapor a 800 psia y 1.000 °F se expande hasta 60 psia, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 1.000 °F y se expande después hasta 1 psia. *(b)* El vapor de agua a 800 psia y 800 °F se expande hasta 120 psia, donde se sangra una parte y se lleva a un calentador abierto. El resto se recalienta hasta 800 °F y se expansiona entonces hasta 1 psia. Obténgase el rendimiento térmico.
- 16.80I. Considérese la siguiente modificación del Problema 16.67I. La parte de la corriente que no va al calentador cerrado del agua de alimentación a 400 psia se recalienta hasta 1.000 °F antes de entrar en la segunda etapa de la turbina. Determinése *(a)* la fracción de la corriente total sangrada que va al calentador abierto, *(b)* el calor suministrado, en Btu/lb_m, y *(c)* el rendimiento térmico.
- 16.81I. Considérese la siguiente modificación del Problema 16.68I. La parte de la corriente que no va al calentador abierto del agua de alimentación a 100 psia se recalienta hasta 900 °F antes de entrar en la segunda etapa de la turbina. Determinése *(a)* la fracción de la corriente total sangrada que va al calentador abierto a 40 psia, *(b)* el calor suministrado, en Btu/lb_m, y *(c)* el rendimiento térmico.
- 16.82I. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba de un ciclo con recalentamiento y regenerativo son el 85 por 100 y el 70 por 100 respectivamente. Con esta información, determinése el rendimiento térmico del ciclo para los valores dados en el *(a)* Problema 16.78Ia, *(b)* Problema 16.78Ib, *(c)* Problema 16.79Ia, *(d)* Problema 16.79Ib, *(e)* Problema 16.80I, y *(f)* Problema 16.81I.

CICLO DE POTENCIA SUPERCRÍTICO

- 16.83. Un ciclo de potencia de vapor supercrítico trabaja con recalentamiento y regeneración. El vapor de agua entra en la turbina a 240 bar y 600 °C y se expande hasta 0,06 bar. El vapor sale de la primera etapa a 60 bar, donde una parte entra en un calentador cerrado, mientras el resto se recalienta hasta 540 °C. Ambas partes de la turbina poseen un rendimiento adiabático del 88 por 100. Entre el condensador y el calentador existe una bomba de condensado. Para el vapor extraído que ha condensado se ha colocado otra bomba entre el calentador y la línea de líquido condensado procedente del calentador. El agua de alimentación entra al generador de vapor a 280 bar. Determinése *(a)* las entalpías de los 10 estados característicos del ciclo, *(b)* la fracción del flujo másico total que se extrae hacia el calentador, y *(c)* el rendimiento térmico del ciclo.
- 16.84. En un ciclo de potencia de vapor supercrítico se expande vapor de agua a 320 bar y 640 °C hasta 240 bar. Se enfría entonces a presión constante hasta 400 °C y a continuación se comprime isoentrópicamente hasta 320 bar. A continuación se comunica calor hasta que se alcanza la temperatura de 640 °C. Obténgase *(a)* el calor comunicado al ciclo en kJ/kg, *(b)* el calor cedido, y *(c)* el rendimiento térmico.
- 16.85. Un ciclo de potencia de vapor supercrítico trabaja con recalentamiento y regeneración. El vapor de agua entra en la turbina a 240 bar y 560 °C y se expande hasta 0,08 bar. El vapor sale de la primera etapa a 40 bar, donde una parte entra en un calentador cerrado, mientras el resto se recalienta hasta 540 °C. Ambas partes de la turbina poseen un rendimiento adiabático del 87 por 100. Entre el condensador y el calentador existe una bomba de condensado. Para el vapor extraído que ha condensado se ha colocado otra bomba entre el calentador y la línea de salida de líquido condensado procedente del calentador. Determinése *(a)* las cuatro entalpías de las entradas y las salidas del calentador cerrado, *(b)* la entalpía a la entrada del condensador y la entalpía a la entrada de la zona donde se recibe el calor, *(c)* la fracción del flujo másico total que se extrae hacia el calentador, y *(d)* el rendimiento térmico del ciclo.
- 16.86I. Un ciclo de potencia de vapor supercrítico trabaja con recalentamiento y regeneración. El vapor de agua entra en la turbina a 3.500 psia y 1.200 °F y se expande hasta 1 psia. El vapor sale de la primera etapa a 200 psia, donde una parte entra en un calentador cerrado, mientras el resto se recalienta hasta 1.000 °F. Ambas etapas de la turbina poseen un rendimiento adiabático del 89 por 100. Entre el condensador y el calentador existe una bomba de condensado. Para el vapor extraído que ha condensado se ha colocado otra bomba entre el calentador y la línea de líquido condensado procedente del calentador. El agua de alimentación entra al generador de vapor a 4.000 psia. Determinése *(a)* las entalpías de los 10 estados característicos del ciclo, *(b)* la fracción del flujo másico total que se extrae hacia el calentador, y *(c)* el rendimiento térmico del ciclo.
- 16.87I. Un ciclo de potencia de vapor supercrítico trabaja con recalentamiento y regeneración. El vapor de agua entra en la turbina a 4.400 psia y 1.100 °F y se expande hasta 1 psia. El vapor sale de la primera etapa a 400 psia, donde una parte entra en un calentador cerrado, mientras el resto se recalienta hasta 1.000 °F. Ambas partes de la turbina poseen un rendimiento adiabático del 88 por 100. Entre el condensador y el

calentador existe una bomba de condensado. Para el vapor extraído que ha condensado se ha colocado otra bomba entre el calentador y la línea de salida de líquido condensado procedente del calentador. Determine (a) las cuatro entalpías de las entradas y las salidas del calentador cerrado, (b) la entalpía a la entrada del condensador y la entalpía a la entrada de la zona donde se recibe el calor, (c) la fracción del flujo másico total que se extrae hacia el calentador, y (d) el rendimiento térmico del ciclo.

CICLO DE COGENERACIÓN

- 16.88. En un ciclo de potencia con cogeneración se expansiona vapor de agua a 60 bar y 440 °C en una turbina hasta 0,08 bar. La turbina posee un rendimiento del 85 por 100 y desarrolla una potencia de 50 MW. A 5 bar se extrae el vapor para alimentar una carga calefactora de 5×10^6 kJ/min. El vapor sale de la carga calefactora como líquido saturado a 4 bar y se mezcla con el vapor que sale de la bomba de condensado a 4 bar (véase la Figura 16.18). Los rendimientos adiabáticos de ambas bombas son del 70 por 100. Obténgase (a) los flujos másicos en kg/min que atraviesan la carga calefactora y el condensador, (b) el calor comunicado a la caldera-sobrecalentador, en kJ/min, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la potencia de salida de la turbina y el calor comunicado al ciclo, y (d) la relación adimensional entre la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.
- 16.89. Una turbina de un ciclo de cogeneración expansiona vapor de agua desde 100 bar y 480 °C hasta 0,06 bar con un rendimiento adiabático del 84 por 100. El flujo másico total que circula por la caldera-sobrecalentador es $0,30 \times 10^6$ kg/h, y a 7 bar se extrae el 45 por 100 de la corriente para alimentar la carga calefactora (véase la Figura 16.18). Supóngase que el fluido sale de la carga calefactora a 5 bar y 150 °C y que se mezcla con el agua que sale de la bomba de condensado a 5 bar. Los rendimientos de las bombas son ambos del 65 por 100. Obténgase (a) la carga calefactora en kJ/min, (b) la potencia de salida de la turbina en MW, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la potencia de salida de la turbina y el calor comunicado al ciclo, y (d) la relación adimensional entre la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.
- 16.90. En la turbina de un ciclo de potencia con cogeneración se expansiona vapor de agua desde 12 MPa y 440 °C hasta 0,008 MPa. La turbina posee un rendimiento del 87 por 100 y desarrolla una potencia de 60 MW. El vapor sale de la primera etapa de la turbina a 0,70 MPa, del que una parte se utiliza para alimentar una carga calefactora de 6×10^6 kJ/min. El resto del vapor se recalienta hasta 400 °C antes de expansionarse hasta la presión del condensador. El vapor sale de la carga calefactora como líquido saturado a 0,5 MPa y se mezcla con el vapor que sale de la bomba de condensado a 0,5 MPa (véase la Figura 16.18). Los rendimientos adiabáticos de las bombas son ambos del 60 por 100. Obténgase (a) los flujos másicos, en kg/min, que atraviesan la carga calefactora y el condensador, (b) el calor comunicado a la caldera-sobrecalentador, en kJ/kg, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, y (d) la relación adimensional entre la potencia de sali-

da de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.

- 16.91. Una planta de potencia se utiliza para suministrar calor y potencia. El vapor de agua entra a la turbina a 30 bar y 320 °C y se expande hasta 0,06 bar. Tras una expansión hasta 2 bar, parte del vapor se extrae con fines de calefacción, pero para evitar que los álabes se sobrecalienten, siempre deben continuar expandiéndose en la turbina 8.000 kg/h hasta la presión final. El rendimiento adiabático de la turbina es del 80 por 100 y su potencia de salida es 4.000 kW. Determine la máxima cantidad de kilogramos de vapor de agua por hora que pueden suministrarse para calefacción.
- 16.92. La planta de potencia de un campus universitario ha de diseñarse para proporcionar a la vez potencia eléctrica y calor para calefacción. Según el esquema de la Figura 16.18, las condiciones de entrada a la turbina son 140 bar y 560 °C. A 5 bar se sangra de la turbina, cuyo rendimiento es del 82 por 100, vapor para calefacción siendo la presión de salida de la turbina 0,10 bar. Se quiere que la carga calefactora sea de 5×10^7 kJ/h, suponiendo que el enfriamiento en el condensador sea de $10,7 \times 10^7$ kJ/h. El vapor de agua sale de la carga calefactora como líquido saturado a 4 bar y el rendimiento adiabático de las bombas es del 75 por 100. Determine (a) la potencia bruta que desarrolla la turbina, en kW, y (b) la relación adimensional entre la salida de la turbina y la carga calefactora.
- 16.931. En la turbina de un ciclo de potencia con cogeneración se expansiona vapor de agua desde 1.000 psia y 800 °F hasta 0,80 psia. La turbina posee un rendimiento del 85 por 100 y desarrolla una potencia de 50 MW. A 80 psia se extrae vapor para alimentar una carga calefactora de 6×10^6 Btu/min. El vapor sale de la carga calefactora como líquido saturado a 60 psia y se mezcla con el vapor que sale de la bomba de condensado a 60 psia (véase la Figura 16.18). Los rendimientos de ambas bombas son del 70 por 100. Obténgase (a) los flujos másicos en lb_m/min que circulan por la carga calefactora y el condensador, (b) el calor comunicado a la caldera-sobrecalentador, en Btu/min, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la salida de la turbina y el calor recibido, y (d) la relación adimensional entre la salida de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.
- 16.941. Una turbina de un ciclo de cogeneración expansiona vapor de agua desde 1.600 psia y 900 °F hasta 0,80 psia con un rendimiento del 84 por 100. El flujo másico total que circula por la caldera-sobrecalentador es $0,30 \times 10^6$ lb_m/h, y a 100 psia se extrae el 45 por 100 de la corriente para alimentar la carga calefactora (véase la Figura 16.18). Supóngase que el fluido sale de la carga calefactora a 80 psia y 310 °F y que se mezcla con el agua que sale de la bomba de condensado a 80 psia. Los rendimientos de las bombas son ambos del 65 por 100. Obténgase (a) la carga calefactora en Btu/min, (b) la potencia de salida de la turbina en MW, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, y (d) la relación adimensional entre la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.
- 16.951. En la turbina de un ciclo de potencia con cogeneración se expansiona vapor de agua desde 1.800 psia y 800 °F hasta 1 psia. La turbina tiene

un rendimiento del 87 por 100 y desarrolla una potencia de 60 MW. El vapor sale de la primera etapa de la turbina a 100 psia, del que una parte se utiliza para alimentar una carga calefactora de 5×10^6 Btu/min. El resto del vapor se recalienta hasta 700 °F antes de expandirse hasta la presión del condensador. El vapor sale de la carga calefactora como líquido saturado a 60 psia y se mezcla con el vapor que sale de la bomba de condensado a 60 psia (véase la Figura 16.18). Los rendimientos de las bombas son ambos del 60 por 100. Obténgase (a) los flujos másicos, en lb_m/min, que atraviesan la carga calefactora y el condensador, (b) el calor comunicado a la caldera-sobrecalentador, en Btu/min, (c) la relación adimensional entre la suma de la carga calefactora y la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, y (d) la relación adimensional entre la potencia de salida de la turbina y el calor recibido, si el ciclo funcionase sin la carga calefactora, pero con el mismo flujo másico total.

CICLO DE POTENCIA COMBINADO GAS-VAPOR DE AGUA

- 16.96. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 12:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 300 K y 1.400 K, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 85 por 100 y el 87 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen del cambiador de calor a 480 K. Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento es el 85 por 100, son 140 bar y 520 °C. La presión del condensador es 0,10 bar y el rendimiento de la bomba es del 75 por 100. Para el ciclo combinado, determínese (a) el calor comunicado al aire, en kJ/kg de aire, (b) el trabajo neto de salida del ciclo de la turbina de gas, en kJ/kg de aire, (c) el trabajo neto de salida del ciclo de vapor, en kJ/kg de vapor de agua, (d) los flujos másicos de aire y de agua, en kg/s, (e) el rendimiento térmico total del ciclo combinado, y (f) la producción de entropía en el compresor, en ambas turbinas y en el cambiador de calor, en kJ/(kg aire)(K).
- 16.97. Obténganse las magnitudes pedidas en el Problema 16.96 si, además, en el ciclo de vapor se coloca un calentador abierto del agua de alimentación y el vapor que llega al calentador se sangra de la turbina a 7 bar.
- 16.98. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 13:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 290 K y 1.440 K, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 84 y el 88 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen del cambiador de calor a 500 K. Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento es el 86 por 100, son 160 bar y 560 °C. La presión del condensador es 0,08 bar y el rendimiento adiabático de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el calor suministrado al aire, en kJ/kg de aire, (b) la relación adimensional entre los flujos másicos de aire y vapor de agua, (c) el trabajo neto que sale del ciclo de la turbina de gas, en kJ/kg de aire, (d) el trabajo neto que sale del ciclo de vapor, en kJ/kg de vapor de agua, (e) el rendimiento térmico total del ciclo combinado, y (f) la producción de entropía en el compresor, en ambas turbinas y en el cambiador de calor, en kJ/(kg aire)(K).

- 16.99. Obténganse las magnitudes pedidas en el Problema 16.98 si, además, en el ciclo de vapor se coloca un calentador abierto del agua de alimentación y el vapor que llega al calentador se sangra a 10 bar en la turbina. Inclúyase en el apartado f el cálculo de σ del calentador.
- 16.100. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 10:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 300 K y 1.340 K, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 84 y el 87 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen de la caldera a 460 K. Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento adiabático es el 86 por 100, son 100 bar y 480 °C. La presión del condensador es 0,08 bar y el rendimiento adiabático de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el calor suministrado al aire, en kJ/kg de aire, (b) la relación adimensional entre los flujos másicos de aire y vapor de agua, (c) el trabajo neto que sale del ciclo de la turbina de gas, en kJ/kg de aire, (d) el trabajo neto que sale del ciclo de vapor, en kJ/kg de vapor de agua, (e) el rendimiento térmico total del ciclo combinado, y (f) la producción de entropía en el compresor, en ambas turbinas y en el cambiador de calor, en kJ/(kg aire)(K).
- 16.101. Obténganse las magnitudes pedidas en el Problema 16.100 si, además, en el ciclo de vapor se coloca un calentador abierto del agua de alimentación y el vapor que llega al calentador se sangra a 7 bar en la turbina. Inclúyase en el apartado f el cálculo de σ del calentador.
- 16.102. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 12:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 300 K y 1.400 K, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 84 y el 88 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen del cambiador de calor a 480 K. Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento es del 90 por 100, son 8,0 MPa y 400 °C. La presión del condensador es 8 kPa y el rendimiento de la bomba es del 80 por 100. Para una potencia neta de salida del ciclo igual a 20 MW, determínese (a) los flujos másicos de aire y de agua, en kJ/s, (b) el flujo de calor suministrado al aire, en kJ/s, (c) el trabajo neto que sale del ciclo total, en kJ/kg de aire, (d) el rendimiento térmico total del ciclo combinado, y (e) la generación de entropía en el compresor, en ambas turbinas y en el cambiador de calor, en kJ/(kg aire)(K).
- 16.103I. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 12:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 80 °F y 2.040 °F, respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 85 y el 87 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen del cambiador de calor a 400 °F. Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento es el 85 por 100, son 2.000 psia y 900 °F. La presión del condensador es 1 psia y el rendimiento de la bomba es del 75 por 100. Determínese (a) el calor comunicado al aire, en Btu/lb_m de aire, (b) la relación adimensional entre los flujos másicos de aire y vapor de agua, (c) el trabajo neto que sale del ciclo de la turbina de gas, en Btu/lb_m de aire, (d) el trabajo neto que sale del ciclo de vapor, en Btu/lb_m de vapor de agua, (e) el rendimiento térmico total del ciclo combinado, y (f) la

producción de entropía en el compresor, en ambas turbinas y en el cambiador de calor, en $\text{Btu}/(\text{lb}_m \text{ aire})(^\circ\text{R})$.

- 16.104I. Obténganse las magnitudes pedidas en el Problema 16.103I si, además, en el ciclo de vapor se coloca un calentador abierto del agua de alimentación y el vapor que llega al calentador se sangra a 100 psia en la turbina.
- 16.105I. Una planta de potencia de turbina de gas trabaja con una relación de presiones 10:1 y unas temperaturas de entrada al compresor y la turbina de 80°F y 1.940°F , respectivamente. Los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son del 84 y el 87 por 100, respectivamente. Los gases de escape de la turbina, empleados como fuente de energía del ciclo de vapor, salen del cambiador de calor a 380°F . Las condiciones de entrada a la turbina del ciclo de vapor, cuyo rendimiento es el 86 por 100, son 1.600 psia y 900°F . La presión del condensador es 1 psia y el rendimiento de la bomba es del 70 por 100. Determínese (a) el calor suministrado al aire, en Btu/lb_m de aire, (b) la relación adimensional entre los flujos másicos de aire y vapor de agua, (c) el trabajo neto que sale del ciclo de la turbina de gas, en Btu/lb_m de aire, (d) el trabajo neto que sale del ciclo de vapor, en Btu/lb_m de vapor de agua, y (e) el rendimiento térmico total del ciclo combinado.

CICLO DE VAPOR BINARIO

- 16.106. El estado a la entrada de la turbina de un ciclo Rankine cuyo fluido de trabajo es potasio es 1.325 K y 6 atm, y la temperatura del fluido cuando condensa es de 950 K.
- (a) Obténgase el rendimiento térmico del ciclo ideal.
- (b) Obténgase el rendimiento térmico si los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son el 87 y el 60 por 100, respectivamente.
- 16.107. Un ciclo Rankine de potasio tiene unas condiciones de entrada en la turbina de 1.450 K y 10 atm, y la temperatura en el condensador es 900 K.
- (a) Obténgase el rendimiento térmico del ciclo ideal.
- (b) Repítase el apartado a si los rendimientos de la turbina y la bomba son el 86 y el 65 por 100, respectivamente.
- 16.108. El estado a la entrada en la turbina de un ciclo Rankine cuyo fluido de trabajo es potasio es 1.200 K y 3 atm, y la temperatura del fluido cuando condensa es de 900 K.
- (a) Obténgase el rendimiento térmico del ciclo ideal.
- (b) Obténgase el rendimiento térmico si los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son el 86 y el 65 por 100, respectivamente.
- 16.109. Un ciclo de potencia de vapor binario funciona con el ciclo de potasio descrito en el Problema 16.106b. El calor cedido en este ciclo entra en la caldera-sobrecalentador de un ciclo de vapor con recalentamiento y regenerativo. Este ciclo está descrito en el Problema 16.77c. Supóngase que el calor necesario para el recalentamiento del ciclo de vapor lo proporciona otra fuente y no el ciclo de potasio. Obténgase (a) la relación entre el flujo másico de potasio y el de vapor de agua, y (b) el rendimiento térmico global.
- 16.110. Un ciclo de potencia de vapor binario funciona con el ciclo de potasio descrito en el Problema 16.107b. El calor cedido en este ciclo entra en

la caldera-sobrecalentador de un ciclo de vapor con recalentamiento y regenerativo. Este ciclo está descrito en el Problema 16.77e. Supóngase que el calor necesario para el recalentamiento del ciclo de vapor lo proporciona otra fuente y no el ciclo de potasio. Obténgase (a) la relación entre el flujo másico de potasio y el de vapor de agua y (b) el rendimiento térmico global.

- 16.111. Un ciclo de potencia de vapor binario funciona con el ciclo de potasio descrito en el Problema 16.108b. El calor cedido en este ciclo entra en la caldera-sobrecalentador de un ciclo de vapor con recalentamiento y regenerativo. Este ciclo está descrito en el Problema 16.77a. Supóngase que el calor necesario para el recalentamiento del ciclo de vapor lo proporciona otra fuente y no el ciclo de potasio. Obténgase (a) la relación entre el flujo másico de potasio y el de vapor de agua y (b) el rendimiento térmico global.
- 16.112I. El estado a la entrada de la turbina de un ciclo Rankine cuyo fluido de trabajo es potasio es 2.400°R y 90 psia, y la temperatura del fluido cuando condensa es de 1.600°R .
- (a) Obténgase el rendimiento térmico del ciclo ideal.
- (b) Obténgase el rendimiento térmico si los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son el 87 y el 60 por 100, respectivamente.
- 16.113I. Un ciclo Rankine de potasio tiene unas condiciones de entrada en la turbina de 2.200°R y 50 psia, y la temperatura en el condensador es 1.600°R .
- (a) Obténgase el rendimiento térmico del ciclo ideal.
- (b) Repítase el apartado a si los rendimientos de la turbina y la bomba son el 86 y el 65 por 100, respectivamente.
- 16.114I. Un ciclo de potencia de vapor binario funciona con el ciclo de potasio descrito en el Problema 16.112b. El calor cedido en este ciclo entra en la caldera-sobrecalentador de un ciclo de vapor con recalentamiento y regenerativo. Este ciclo está descrito en el Problema 16.82c. Supóngase que el calor necesario para el recalentamiento del ciclo de vapor lo proporciona otra fuente y no el ciclo de potasio. Obténgase (a) la relación entre el flujo másico de potasio y el de vapor de agua y (b) el rendimiento térmico global.
- 16.115I. Un ciclo de potencia de vapor binario funciona con el ciclo de potasio descrito en el Problema 16.113b. El calor cedido en este ciclo entra en la caldera-sobrecalentador de un ciclo de vapor con recalentamiento y regenerativo. Este ciclo está descrito en el Problema 16.82Ia. Supóngase que el calor necesario para el recalentamiento del ciclo de vapor lo proporciona otra fuente y no el ciclo de potasio. Obténgase (a) la relación entre el flujo másico de potasio y el de vapor de agua y (b) el rendimiento térmico global.

CONVERSIÓN DE LA ENERGÍA TÉRMICA OCEÁNICA

- 16.116. Un sistema OTEC trabaja en una región del océano en la que la temperatura de la superficie es 25°C y la temperatura del agua fría es 7°C . Supóngase que ambas corrientes de agua experimentan una variación de temperatura de 3°C en el evaporador y el condensador y que el salto mínimo de temperatura entre cada una de las corrientes y el refrigerante 134a utilizado como fluido de trabajo es igual a 2°C . El dispositivo necesita una potencia de 10 MW. Obténgase (a) el flujo mási-

co de refrigerante 134a, en kg/min, (b) el flujo de calor en el evaporador, en kJ/min, (c) el flujo de calor en el condensador, en kJ/min, (d) la potencia de entrada a la bomba de refrigerante 134a, en kW, y (e) el flujo másico, en kg/min, que necesita la bomba de agua fría que eleva el agua desde 800 m de profundidad. Supóngase que todas las bombas y las turbinas son isoentrópicas.

- 16.117. Un sistema OTEC trabaja en una región del océano en la que la temperatura de la superficie es 80 °F y la temperatura del agua fría es 40 °F. Supóngase que ambas corrientes de agua experimentan una variación de temperatura de 5 °F en el evaporador y el condensador y que el salto mínimo de temperatura entre cada una de las corrientes y el refrigerante 134a utilizado como fluido de trabajo es igual a 5 °F. El dispositivo necesita una potencia de 10.000 hp. Obténgase (a) el flujo másico de refrigerante 134a, en lb_m/min, (b) el flujo de calor en el evaporador, en Btu/min, (c) el flujo de calor en el condensador, en Btu/min, (d) la potencia de entrada a la bomba de refrigerante 134a, en hp, y (e) el flujo másico, en lb_m/min, que necesita la bomba de agua fría que eleva el agua desde 2.000 ft de profundidad. Supóngase que todas las bombas y las turbinas son isoentrópicas.

ANÁLISIS EXERGÉTICO DE LOS CICLOS DE POTENCIA DE VAPOR DE AGUA

- 16.118. El estado de entrada a la turbina de un ciclo de potencia de vapor de agua simple es 140 bar y 560 °C y la presión a la salida es 0,06 bar. El agua de refrigeración del condensador aumenta su temperatura desde 18 °C hasta 28 °C y T_0 es 25 °C. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son el 85 y 70 por 100, respectivamente. Determinense, en kJ/kg de vapor de agua:
- (a) Las variaciones de exergía en la caldera, la turbina, el condensador y la bomba.
 - (b) Las irreversibilidades en la turbina, la bomba y el condensador.
 - (c) Calcúlese ahora el rendimiento exergético del ciclo.
- 16.119. El estado de entrada a la turbina de un ciclo de potencia de vapor de agua simple es 6,0 MPa y 540 °C y la presión a la salida es 0,008 MPa. El agua de refrigeración del condensador aumenta su temperatura desde 20 °C hasta 27 °C y T_0 es 20 °C. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son el 85 y 70 por 100, respectivamente. Determinense, en kJ/kg de vapor de agua:
- (a) Las variaciones de exergía en la caldera, la turbina, el condensador y la bomba.
 - (b) Las irreversibilidades en la turbina, la bomba y el condensador.
 - (c) Calcúlese ahora el rendimiento exergético del ciclo.
- 16.120. El ciclo de potencia de vapor de agua simple del Problema 16.119 se modifica de la manera siguiente. El vapor de agua que entra en la turbina a 6,0 MPa y 540 °C se expande hasta 0,50 MPa, se recalienta reversiblemente hasta 500 °C y se expande hasta 0,008 MPa. Determinense en kJ/kg:
- (a) Las variaciones de exergía en las dos etapas de la turbina, el condensador, la zona de recalentamiento, la caldera y la bomba.
 - (b) Las irreversibilidades en las dos etapas de la turbina, el condensador y la bomba.
 - (c) Calcúlese entonces el rendimiento exergético del ciclo.

- 16.121. El ciclo de potencia de vapor de agua simple del Problema 16.119 se modifica de la manera siguiente. El vapor de agua que entra en la turbina a 6,0 MPa y 540 °C se expande hasta 0,50 MPa, se sangra una parte hacia un único calentador abierto y el resto se expande hasta 0,008 MPa. Determinense en kJ/kg de vapor de agua que pasa por la caldera:
- (a) Las variaciones de exergía en las dos etapas de la turbina, el condensador, el calentador abierto, la caldera y las bombas.
 - (b) Las irreversibilidades en las dos etapas de la turbina, el condensador, el calentador abierto y las bombas.
 - (c) Calcúlese entonces el rendimiento exergético del ciclo.
- 16.122. El estado de entrada a la turbina de un ciclo simple de potencia de vapor de agua es 120 bar y 600 °C y la presión a la salida es 0,08 bar. El agua de refrigeración del condensador aumenta su temperatura desde 22 °C hasta 28 °C y T_0 es 22 °C. Los rendimientos adiabáticos de la turbina y la bomba son 85 y 70 por 100, respectivamente. Determinense, en kJ/kg de vapor de agua:
- (a) Las variaciones de exergía en la caldera, la turbina, el condensador y la bomba.
 - (b) Las irreversibilidades en la turbina, la bomba y el condensador.
 - (c) Calcúlese ahora el rendimiento exergético del ciclo.
- 16.123. El ciclo simple de potencia de vapor de agua del Problema 16.122 se modifica de la manera siguiente. El vapor de agua que entra en la turbina a 120 bar y 600 °C se expande hasta 10 bar, se recalienta reversiblemente hasta 540 °C y se expande hasta 0,08 bar. Determinense en kJ/kg:
- (a) Las variaciones de exergía en las dos etapas de la turbina, el condensador, la zona de recalentamiento, la caldera y la bomba.
 - (b) Las irreversibilidades en las dos etapas de la turbina, el condensador y la bomba.
 - (c) Calcúlese entonces el rendimiento exergético del ciclo.
- 16.124. El ciclo de potencia de vapor de agua simple del Problema 16.122 se modifica de la manera siguiente. El vapor de agua que entra en la turbina a 120 bar y 600 °C se expande hasta 10 bar, se sangra una parte hacia un único calentador abierto y el resto se expande hasta 0,08 bar. Determinense, en kJ/kg de vapor de agua que pasa por la caldera:
- (a) Las variaciones de exergía en las dos etapas de la turbina, el condensador, el calentador abierto, la caldera y las bombas.
 - (b) Las irreversibilidades en las dos etapas de la turbina, el condensador, el calentador abierto y las bombas.
 - (c) Calcúlese entonces el rendimiento exergético del ciclo.

ESTUDIOS PARAMÉTRICOS Y DE DISEÑO

- 16.125. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de la presión del condensador y de la caldera en el rendimiento térmico y en el trabajo específico de salida de un ciclo Rankine simple de potencia. La presión del condensador varía entre 5 y 50 kPa y la presión de la caldera entre 0,1 y 10 MPa. La temperatura de entrada a la turbina se mantiene constante e igual a 500 °C. Despréciase el trabajo de la bomba.

- 16.126. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia del sobrecalentamiento en el rendimiento térmico y el trabajo específico a la salida de un ciclo Rankine simple de potencia. El ciclo funciona entre 5 kPa y 14 MPa y el intervalo de temperaturas de entrada a la turbina está entre 350 y 600 °C. Despréciase el trabajo de la bomba.
- 16.127. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia del recalentamiento en el rendimiento térmico y en la calidad del vapor de agua a la salida de la turbina de un ciclo de potencia de vapor de agua que funciona entre 8 kPa y 10 MPa. La temperatura de entrada a la turbina es 500 °C y el intervalo de presiones de calentamiento a tener en cuenta va desde 0,1 hasta 5 MPa. Despréciase el trabajo de la bomba. Estúdiase qué presión se necesita para hacer máximo el rendimiento térmico.
- 16.128. Reconsidérese el Problema 16.127 si el rendimiento adiabático de todas las etapas de la turbina es del 82 por 100.
- 16.129. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de la presión de extracción de un único calentador abierto del agua de alimentación, en el rendimiento térmico y en el trabajo específico de salida de un ciclo ideal de potencia de vapor de agua sin recalentamiento. El estado a la entrada de la turbina es 520 °C y 140 bar y la presión del condensador es 0,080 bar. El intervalo de presiones de extracción está entre 1 y 10 bar. Despréciase el trabajo de la bomba. Estúdiase si existe una presión de extracción óptima.
- 16.130. Rehágase el Problema 16.129 en el caso en que el rendimiento adiabático de cada etapa de la turbina sea del 85 por 100.
- 16.131. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de los calentadores abiertos del agua de alimentación en el rendimiento térmico y en el trabajo específico de salida de un ciclo ideal de potencia de vapor de agua sin recalentamiento. Ténganse en cuenta los casos (a) no hay calentador del agua de alimentación, (b) hay un único calentador, y (c) hay dos calentadores. El estado a la entrada de la turbina es 120 bar y 520 °C y la presión del condensador es 0,10 bar.
- 16.132. Mediante un programa de ordenador, invéstiguese la influencia de la variación de la carga calefactora de la planta de cogeneración del Problema 16.88 en los flujos másicos y en el flujo de calor suministrado a la caldera. La carga calefactora varía entre 10^6 y 10^7 kJ/min, manteniéndose el resto de los datos.
- 16.133. Se proponen tres opciones para el diseño de una planta de potencia de 100 MW. La opción 1 consiste en un ciclo de turbina de gas con una relación de presiones total de 10 y una temperatura máxima del ciclo de 1.400 K. Tanto el compresor como la turbina poseen tres etapas para las que las relaciones de presiones son iguales. Se usan dos refrigeradores intermedios y dos recalentadores ideales y los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 80 y 85 por 100, respectivamente. El aire que entra procedente del entorno se encuentra a 300 K y 1 bar. La opción 2 contempla la misma turbina de gas que la opción 1, pero se incorpora al ciclo un regenerador con un rendimiento del 70 por 100. La opción 3 incluye la misma turbina de gas que la opción 2, pero la corriente que sale del regenerador se emplea como fuente de energía de un ciclo Rankine de vapor de agua. Así, la opción 3 funciona como un ciclo combinado. El ciclo de vapor funciona entre 20 bar y

0,1 bar, con una temperatura de entrada a la turbina de 320 °C y una calidad a la salida de la turbina del 90 por 100. Para que la chimenea funcione de manera aceptable se necesita que los gases de escape que salen del generador de vapor estén a 490 K. Además, la diferencia mínima de temperatura en el cambiador de calor del generador de vapor ha de ser igual o mayor que 40 °C (el ΔT en el «pinch point»).

Con el fin de realizar un análisis de viabilidad y económico de las tres opciones, basado en los costes a lo largo de la vida del ciclo por un periodo de 40 años, se dispone de la siguiente información, relativa al coste de combustible y funcionamiento y al coste del capital:

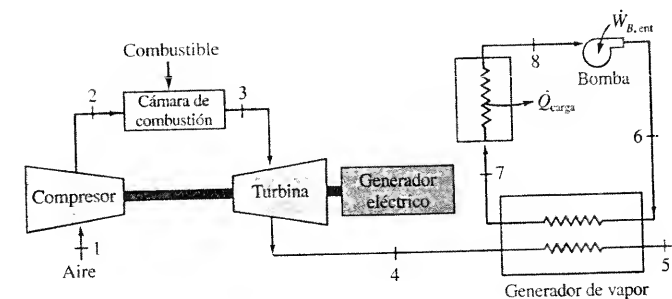
- (1) Coste de combustible y funcionamiento de las tres opciones: 0,01 \$ por kWh de calor suministrado.
- (2) Coste del capital del ciclo de la turbina de gas sin regeneración: 20 millones de dólares.
- (3) Coste del capital del ciclo de la turbina de gas con regeneración: 25 millones de dólares.
- (4) Coste del capital del ciclo combinado: 35 millones de dólares.

Cualquier análisis económico debe tener en cuenta el coste de la vida del ciclo (LCC) como

$$LCC = (\text{costes de combustible y funcionamiento a lo largo de 40 años}) + P(1 + R)^N$$

donde P es el coste del capital, R es el tipo de interés, supuesta del 5 por 100, y N es el número de años de funcionamiento. La inflación y el valor de rescate se desprecian, así como las variaciones y fluctuaciones de (a) tipos de interés, y (b) costes de combustible y funcionamiento. Los resultados deberían ir acompañados de una tabla con el rendimiento térmico y el flujo de calor y una tabla de los costes de la vida del ciclo para las tres opciones.

- 16.134. Una empresa tiene nuevas necesidades tanto de potencia eléctrica como de calor para determinados procesos. Un método para atender estas necesidades es combinar un sistema de potencia de turbina de gas que mueve un generador eléctrico con una planta de generación de vapor de agua para el proceso térmico. Se va a utilizar la energía de los gases de escape de un ciclo convencional de turbina de gas como fuente de energía para producir el vapor de agua del proceso. En la Figura P16.134 se muestra un esquema de la parte correspondiente al ciclo de vapor del diseño global, donde el estado 4 representa las condiciones de los gases de escape del ciclo de la turbina de gas. Se sugieren las siguientes relaciones de presión (r_p) para el ciclo de la turbina



P16.134.

de gas: 3,46, 4,78, 6,0, 7,41 y 9,07. Las temperaturas de entrada al compresor y a la turbina se han fijado en 295 y 1.020 K, y los rendimientos adiabáticos del compresor y la turbina son 84 por 100 y 87 por 100, respectivamente. En el circuito de producción de vapor, la presión del vapor de agua en el generador de vapor se mantiene constante a 10 bar. Las condiciones de salida de la carga calefactora son 3 bar y 80 °C en el estado 8 y el rendimiento adiabático de la bomba es el 70 por 100. Se desprecian las caídas de presión en todos los conductos. Las especificaciones del cambiador de calor son que $T_7 = T_4 - 30$ y $T_8 = T_6 + 30$, con T en grados Celsius y $T_6 = T_8$. Los resultados del diseño deben incluir (a) \dot{m}_7 para \dot{m}_8 de la turbina de gas igual a 10 kg/s, en kg/s, (b) \dot{Q}_{calda} , en kJ/s, y (c) $\dot{W}_{\text{net, cal}}$, en kJ/s. Para contabilizar las diferencias de coste de los equipos de calefacción y potencia, el departamento financiero de la empresa ha estimado que los costes globales se encuentran relacionados por

$$\text{Coste} = K(0,50\dot{Q}_{\text{calda}}\dot{m}_{\text{calda}}^2 + 0,05\dot{W}_{\text{net, cal}}P_p^2)$$

Determinese la variación de los costes (en función de K , un factor de coste) con la relación de presiones, y si existe una relación de presiones que permita obtener un coste óptimo.

- 16.135. Una variable importante en la elección de un ciclo de potencia de vapor de agua regenerativo es la presión de extracción del vapor de la turbina. Se pide evaluar ese sistema con un único calentador abierto. Las condiciones de entrada en la turbina son 100 bar y 360 °C y la presión del condensador es 1 bar. Se suponen isoentrópicas la turbina y la bomba y se desprecian las caídas de presión en los conductos.
- Estímese la presión de extracción (P_4) que da el rendimiento térmico máximo, utilizando la regla empírica explicada en este capítulo.
 - Determinese (1) la presión de extracción, (2) la relación de distribución del flujo másico y, (3) el trabajo neto que sale, y (4) el rendimiento térmico para la presión que lo hace máximo. (Prestese atención, estos cálculos son bastante sensibles con respecto al número de cifras significativas empleado.)
 - Entre los aspectos económicos se consideran los siguientes costes del capital de los equipos. El coste en dólares de la caldera es $100q_1$, del condensador $50q_{\text{cond}}$, de un calentador del agua de alimentación $1.000P_4$, de la bomba del agua de alimentación $1.000w_p$ y de la turbina $1.000w_T$, donde q y w se miden en kJ/kg y P_4 en bar. Se propone que se calcule el coste total por unidad de trabajo neto de salida para los valores de P_4 elegidos.
- 16.136. Se está pensando utilizar un sistema de cogeneración para una planta industrial que necesita nuevas fuentes, tanto de calor a alta temperatura como de electricidad. En la actualidad, la electricidad se compra al suministrador local a 13 centavos por kWh y la calefacción la proporciona un horno a alta temperatura, al precio de 5,00 \$ por millón de Btu. La caldera y el condensador del sistema de cogeneración propuesto trabajarán a 440 °C y 50 °C, respectivamente. Supóngase que a la caldera entran 5×10^6 kJ/h, que la calidad del vapor a la salida de la turbina es 0,90, que las turbinas y las bombas son isoentrópicas y que no hay pérdidas asociadas con la generación de la electricidad.
- Obténgase y represéntese gráficamente el rendimiento global del sistema de cogeneración que proporciona trabajo útil y calor para procesos en función de la fracción de la corriente desviada

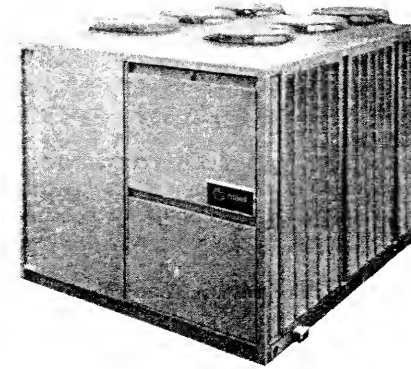
hacia el cambiador de calor del proceso térmico, utilizando temperaturas de 120 y 180 °C para el vapor de agua que condensa en dicho dispositivo. Supóngase que el fluido sale del cambiador de calor como líquido saturado.

- Obténgase y represéntese gráficamente el ahorro en costes de funcionamiento, en dólares por hora, asociado al sistema de cogeneración, comparado con la situación actual, en función de la corriente desviada hacia el cambiador de calor del proceso térmico. Háganse representaciones para las temperaturas de 120 y 180 °C del vapor de agua que condensa en el cambiador de calor. Supóngase que la energía cedida a la caldera cuesta 5,00 \$ por millón de Btu.

¿Qué puede recomendarse para la parte de la corriente que va al cambiador de calor del proceso térmico? ¿Se deberían eliminar la segunda etapa de la turbina y la cesión de calor en el condensador en esta aplicación?

- 16.137. Se va a modificar un ciclo Rankine que trabaja entre 1 bar y 540 °C y 100 bar, colocando calentadores abiertos del agua de alimentación. Cada calentador trabajará a la presión óptima de extracción de la turbina para hacer máximo el rendimiento del ciclo. La presión óptima con un único calentador es la correspondiente a la temperatura de saturación, que es la semisuma de las temperaturas de saturación de la caldera y el condensador. Con dos calentadores, se repite el procedimiento considerando la caldera y el segundo calentador por un lado y el primer calentador y el condensador por otro, y se resuelven estas dos ecuaciones en las dos temperaturas de saturación desconocidas. Con un número mayor de calentadores del agua de alimentación, se usa un método análogo. Se supone isoentrópica cada etapa de turbina. Se pide al diseñador que determine:
- Las presiones de sangrado, la fracción de flujo que hay que sangrar, el trabajo neto de salida, en kJ/kg, y el rendimiento térmico, para un número n de cambiadores abiertos que varía entre 0 y 4.
 - El número de cambiadores abiertos que hace máximo el rendimiento térmico. Si el máximo se obtiene para un valor de n superior a 4, ¿puede estimarse ese máximo con los datos disponibles, o éstos indican que no habrá máximo?

SISTEMAS DE REFRIGERACIÓN



El condensador refrigerado por aire (de 20 a 120 ton de capacidad) se utiliza para extraer la energía térmica de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor. (Cortesía de Trane Company.)

Un sistema de refrigeración se utiliza para mantener una región del espacio a una temperatura inferior a la del ambiente. El fluido de trabajo utilizado en el sistema puede permanecer en una sola fase (refrigeración por gas) o puede cambiar de fase (refrigeración por compresión de vapor). La refrigeración suele asociarse a la conservación de los alimentos y al acondicionamiento de aire de los edificios. Sin embargo, existen muchas otras necesidades de técnicas de refrigeración. El empleo de combustibles líquidos para la propulsión de cohetes, de oxígeno líquido para fabricar acero, de nitrógeno líquido para investigación a baja temperatura (criogénica) y técnicas quirúrgicas, de gas natural licuado para su transporte intercontinental por barco, son unos pocos ejemplos en los que la refrigeración es esencial. La bomba de calor, que es capaz tanto de enfriar como de calentar con la misma instalación, sigue utilizándose popularmente en edificios residenciales y comerciales. En este capítulo se analizan algunos de los ciclos termodinámicos básicos utilizados para mantener temperaturas bajas.

17.1. EL CICLO DE CARNOT INVERSO

En el Apartado 8.3 se introdujo el ciclo del motor térmico de Carnot como un ciclo teórico que alcanza el rendimiento de Carnot $\eta_{t,Carnot} = 1 - T_B/T_A$. Como el ciclo es reversible, se puede invertir el sentido de los cuatro procesos de los que consta el ciclo del motor térmico de Carnot. En la Figura 17.1a se muestra un esquema del ciclo del motor de Carnot inverso, que funciona ahora como máquina frigorífica o como bomba térmica. En el motor térmico inverso, en un cambiador de calor se transfiere reversiblemente un calor \dot{Q}_B al fluido desde una fuente a T_B . El fluido experimenta un cambio de estado a la temperatura constante T_B desde el estado 4 hasta el estado 1. Aportando trabajo, el fluido se comprime entonces isentrópicamente desde el estado 1 hasta el estado 2 hasta que la temperatura alcanza T_A . Después el fluido experimenta una variación isoterma y reversible desde el estado 2 hasta el estado 3. Esto se lleva a cabo transfiriendo reversiblemente, en otro cambiador de calor, un calor \dot{Q}_A a una fuente a alta temperatura T_A . Finalmente, el fluido se expande isentrópicamente en una turbina desde el estado 3 hasta el estado inicial 4.

Para que los procesos 4-1 y 2-3 sean isotermos, el fluido se evapora mientras se le comunica el calor \dot{Q}_B y se condensa cuando se extrae el calor \dot{Q}_A . En la Figura 17.1b se muestra en un diagrama Ts el ciclo de la máquina frigorífica o bomba de calor de Carnot en régimen estacionario. La conservación de la energía aplicada a un proceso cíclico en régimen estacionario tomado como un sistema cerrado es $\dot{Q}_{B,ent} - \dot{Q}_{A,sal} + \dot{W}_{neto,ent} = 0$. Análogamente, el balance de entropía se reduce a $\sum \dot{Q}_j/T_j = 0$ o $\dot{Q}_{A,sal}/T_A = \dot{Q}_{B,ent}/T_B$, ya que el sistema experimenta un proceso estacionario y reversible. El ciclo frigorífico de Carnot es un estándar de funcionamiento, ya que requiere el trabajo mínimo para una refrigeración determinada entre dos regiones de temperatura dada.

El rendimiento energético estándar de los procesos de refrigeración es el coeficiente de actuación (COP) que se define como

$$\text{COP}_{\text{ref}} \equiv \frac{\dot{Q}_{B, \text{sim}}}{\dot{W}_{\text{net}}} \quad [17.1]$$

como se consideró en el Apartado 6.2.2. Recuérdese que, en la Figura 17.1b, las áreas bajo la línea T_A entre los estados 2 y 3 y bajo la línea T_B entre los estados 1 y 4

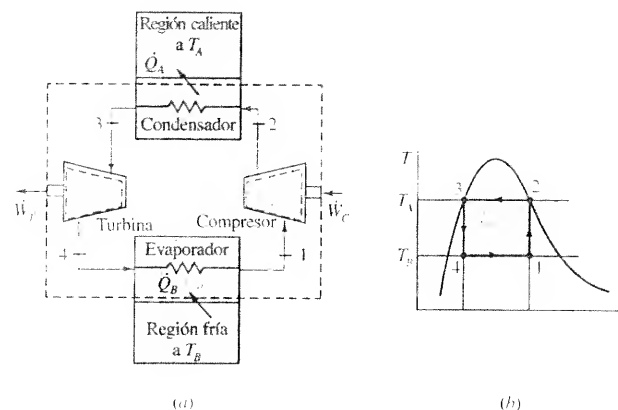


Figura 17.1. Un motor de Carnot inverso que trabaja en la región húmeda.

representan \dot{Q}_A y \dot{Q}_B , respectivamente. Por tanto, para una máquina frigorífica de Carnot

$$\text{COP}_{\text{ref, Carnot}} = \frac{T_B}{T_A - T_B} \quad [17.2]$$

Téngase en cuenta que el valor del COP puede ser mayor que la unidad y, de hecho, lo es para los equipos bien diseñados. Téngase en cuenta también que la principal variable que controla el COP de una máquina frigorífica de Carnot es la diferencia de temperaturas $T_A - T_B$. Para que el COP sea alto, T_A debe ser lo más baja posible y T_B lo más alta posible. Sin embargo, T_A no puede ser menor que la temperatura del entorno al que se cede el calor y T_B no puede ser mayor que la temperatura de la región fría de la que se extrae el calor.

Los inconvenientes de un ciclo de refrigeración de Carnot como modelo de dispositivo práctico radican en los procesos de compresión y expansión. En general debe evitarse comprimir una mezcla húmeda por el daño que la presencia de pequeñas gotas líquidas pueden causar al compresor. En una turbina, la expansión de un fluido con un alto contenido de humedad es también bastante indeseable debido a las pequeñas gotas líquidas, así como al bajo rendimiento de la turbina. Las modificaciones para evitar estos dos tipos de problemas inherentes al ciclo frigorífico de Carnot conducen en la práctica al ciclo de refrigeración por compresión de vapor, analizado en el siguiente apartado.

17.2. EL CICLO DE REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE VAPOR

Aunque el ciclo de Carnot inverso es un estándar con el que pueden compararse todos los ciclos reales, no es un ciclo que se utiliza en la práctica para refrigerar. Es muy deseable mantener, en la medida de lo posible, los procesos de suministro y cesión de calor a temperatura constante. Sin embargo, en el proceso de compresión debería intervenir sólo la fase vapor. Además, la turbina se sustituye por un dispositivo de estrangulamiento, que es mucho más barato que un dispositivo de expansión para extraer trabajo y prácticamente no requiere mantenimiento. Cuando se realizan estos cambios, el ciclo se conoce como *ciclo de refrigeración por compresión de vapor*. En la Figura 17.2 se muestra un esquema de los equipos del ciclo y los diagramas Ts y Ph del ciclo *ideal*. Los procesos que experimenta el fluido en un ciclo ideal son:

- 1-2. Compresión isentrópica desde vapor saturado hasta vapor sobrecalentado.
- 2-3. Cambio internamente reversible, a presión constante, extrayendo calor del fluido hasta llegar a líquido saturado.
- 3-4. Estrangulamiento a través de una válvula o un tubo capilar hasta que $P_4 = P_1$, siendo $h_4 = h_3$.
- 4-1. Cambio internamente reversible, a presión constante, comunicando calor a una mezcla húmeda de baja calidad hasta llegar a vapor saturado.

Obsérvese en los diagramas Ts y Ph que la totalidad del proceso 4-1 y una gran parte del proceso 2-3 se producen a temperatura constante. Las hipótesis de vapor saturado en el estado 1 y líquido saturado en el estado 3 son parte de la definición del ciclo *ideal*. A diferencia de otros muchos ciclos «ideales», el ciclo de compresión de vapor representado en la Figura 17.2 contiene un proceso irreversible, el proceso de estrangulamiento. Se supone que las demás partes del ciclo son internamente reversibles. La influencia de las irreversibilidades internas

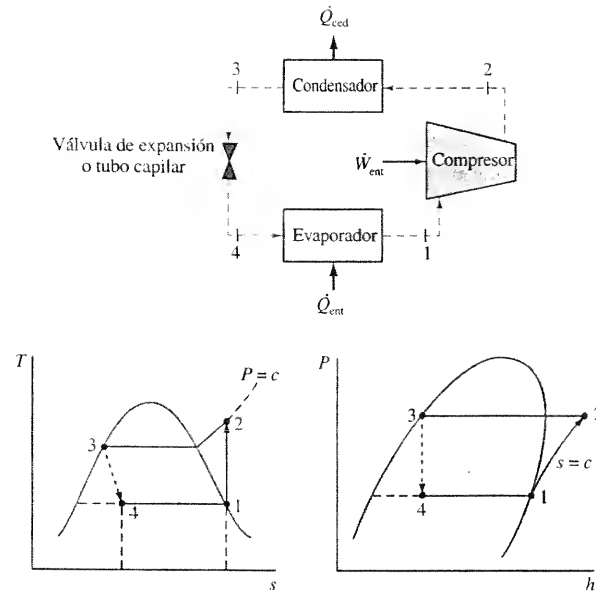
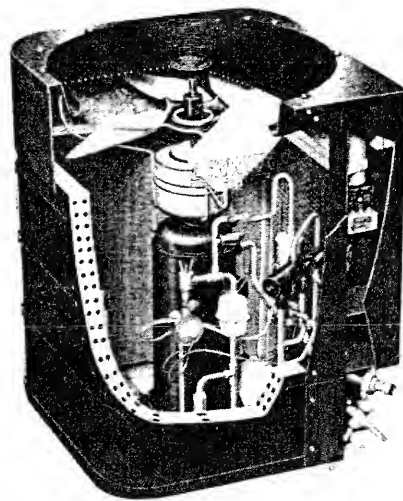


Figura 17.2. Esquema de la instalación y diagramas Ts y Ph de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor.

y externas se analizan en apartados posteriores. Habitualmente, en el acondicionamiento de aire en viviendas, los procesos 1-2, 2-3 y 3-4 se producen en la unidad exterior, como se muestra en la Fotografía 17.1. El proceso 1-4 tiene lugar en un evaporador situado en los conductos del aire.



Fotografía 17.1. Unidad exterior de un acondicionador de aire por compresión de vapor (bomba de calor) que muestra el compresor y el condensador (evaporador). (Cortesía de Lennox.)

Las variaciones de energía cinética y potencial en los cuatro procesos descritos del ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor suelen ser despreciables. Por tanto, para cada proceso, la ecuación general de la energía en régimen estacionario, por unidad de masa, se reduce a

$$q + w = h_s - h_e \quad [17.3]$$

donde los subíndices *ent* y *sal* representan de nuevo los estados de entrada y salida. En el compresor y en el proceso de estrangulamiento no se transfiere calor, mientras que sólo existe trabajo en el proceso de compresión. El coeficiente de actuación del ciclo de la Figura 17.2 es

$$\text{COP}_{\text{Ref}} = \frac{q_{\text{evap}}}{w_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} \quad (\text{compresión de vapor}) \quad [17.4]$$

Las ecuaciones de la energía y del COP son válidas tanto para el ciclo ideal como para el ciclo real en el que se producen irreversibilidades en el compresor, condensador y evaporador.

La clasificación de los sistemas de refrigeración se suele realizar tomando como base la **capacidad de refrigeración**, que es el flujo de calor transferido \dot{Q}_{evap} en el evaporador. $\dot{Q}_{\text{evap}} = \dot{m}(h_1 - h_4)$. Con frecuencia esta capacidad se expresa en términos de toneladas de refrigeración (o ton). Una **tonelada de refrigeración** se define como un flujo de calor de 211 kJ/min o 200 Btu/min, transferido desde la región fría (o flujo de calor que pasa al fluido que circula por el evaporador). Otra magnitud utilizada con frecuencia en los dispositivos de refrigeración es el flujo volumétrico de refrigerante a la entrada del compresor. Es el **desplazamiento efectivo** del compresor.

Un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor que utiliza refrigerante 134a como fluido de trabajo funciona con una temperatura en el evaporador de -20°C y una presión en el condensador de 9 bar. El flujo másico de refrigerante es 3 kg/min. Calcúlese (a) el COP, (b) la capacidad de refrigeración en ton, (c) el COP de una máquina de Carnot inversa que funcione entre las mismas temperaturas de evaporación y condensación que el ciclo real, y (d) el desplazamiento efectivo, en m^3/min .

Solución

Datos. Un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor utiliza refrigerante 134a en las condiciones mostradas en el diagrama Ts de la Figura 17.3.

Incógnitas. (a) COP, (b) ton, (c) $\text{COP}_{\text{Carnot}}$ y (d) \dot{V}_1 , en m^3/min .

Modelo. Procesos en régimen estacionario, internamente reversibles, excepto el de estrangulamiento; compresión adiabática; se desprecian Δe_c y Δe_p ; al compresor entra vapor saturado y del condensador sale líquido saturado.

Análisis. Para calcular el COP de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor se necesitan valores de las entalpías. En las Tablas A.16 a A.18 pueden encontrarse datos de los estados mostrados en la Figura 17.3. El estado 1 se ha definido como vapor saturado; por tanto, a -20°C

$$h_1 = h_g = 235,31 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = s_g = 0,9332 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Además, la presión del fluido en el evaporador es el valor de saturación, aproximadamente 1,33 bar. A 9 bar, la entropía del vapor saturado es 0,9054 kJ/kg · K, que es menor que la

EJEMPLO 17.1

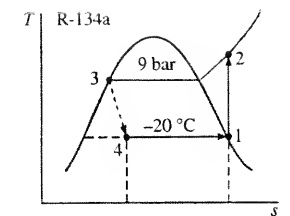


Figura 17.3. Diagrama Ts con los datos de proceso del Ejemplo 17.1.

de entrada al compresor de $0,9332 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Por tanto, en la compresión isentrópica hasta el estado 2 se obtiene vapor sobrecalentado. Interpolando en la tabla de vapor sobrecalentado a 9 bar, resulta que T_{2s} es prácticamente $43,3^\circ\text{C}$ y $h_{2s} = 274,90 \text{ kJ/kg}$. Al final del proceso de condensación en el que el fluido es líquido saturado

$$h_3 = h_f \text{ a } 9 \text{ bar} = 99,56 \text{ kJ/kg} \quad T_3 = T_{s,a} = 35,53^\circ\text{C}$$

La entalpía en el estado 3 es también la entalpía en el estado 4, después de que el fluido pase por el dispositivo de estrangulamiento. Por tanto

(a) El COP viene dado por $q_{\text{ev,ap}}/w_c$. Expresando $q_{\text{ev,ap}}$ y w_c en función de las distintas entalpías, se tiene

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{ev,ap}}}{w_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{235,31 - 99,56}{274,90 - 235,31} = 3,43$$

(b) La capacidad de refrigeración es

$$\dot{Q}_{\text{refrig}} = \dot{m}q_{\text{ev,ap}} = \frac{3 \text{ kg/min} \times (235,31 - 99,56) \text{ kJ/kg}}{211 \text{ kJ/min} \cdot \text{ton}} = 1,93 \text{ ton}$$

(c) El COP de Carnot basado en las temperaturas de evaporación y condensación es

$$\text{COP}_{\text{Carnot}} = \frac{T_1}{T_1 - T_4} = \frac{253}{55,5} = 4,56$$

(d) En el estado 1, $v_1 = v_g = 0,1464 \text{ m}^3/\text{kg}$ a -20°C . Por tanto, el desplazamiento efectivo viene dado por

$$(\text{Flujo volumétrico})_1 = \dot{m}v_1 = 3 \text{ kg/min} (0,1464 \text{ m}^3/\text{kg}) = 0,439 \text{ m}^3/\text{min}$$

Comentario. El que el COP de Carnot sea algo mayor es un hecho esperado. El ciclo de compresión de vapor tiene una temperatura media superior durante la condensación y existen irreversibilidades en el proceso de estrangulamiento.

17.2.1. INFLUENCIA DE LAS IRREVERSIBILIDADES EN EL COMPRESOR

Las irreversibilidades en la corriente que atraviesa el compresor conducen a un aumento de la temperatura del fluido durante el proceso adiabático. Este efecto se acompaña también de un aumento en la temperatura final respecto a la que se alcanzaría en el caso ideal. Esto se muestra mediante el camino 1-2' de la Figura 17.4. En este caso adiabático e irreversible la salida real puede determinarse a partir del rendimiento adiabático del compresor:

$$\eta_c = \frac{h_{2s} - h_1}{h_2 - h_1} \quad [8.28]$$

Si el calor transferido por el compresor es bastante grande, entonces la entropía real del fluido a la salida del compresor puede ser menor que a la entrada. Este caso se muestra mediante el camino 1-2' de la Figura 17.4. El que la entropía aumente o disminuya en un compresor real depende de las contribuciones relativas de la fricción frente a la transferencia de calor. Un calor neto transferido desde el compresor es beneficioso, ya que este efecto disminuye el volumen específico del fluido durante la compresión. Un volumen específico más pequeño requiere un trabajo menor. El estado 2' se suele calcular a partir de medidas

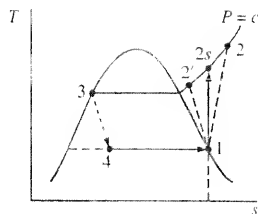


Figura 17.4. Influencia de las irreversibilidades y de las pérdidas de calor en el funcionamiento del compresor.

experimentales o mediante un modelo politrópico del proceso. El uso de la Ecuación [8.28] para predecir el funcionamiento del compresor no es adecuado cuando existe transferencia de calor. A continuación se muestra la influencia de la fricción en una corriente que atraviesa un compresor adiabático en el funcionamiento del ciclo.

Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor que utiliza refrigerante 134a como fluido de trabajo funciona con una temperatura en el evaporador de -20°C y una presión en el condensador de 9 bar, siendo el rendimiento del compresor del 84 por 100. El flujo másico de refrigerante es 3 kg/min . Calcúlese (a) la potencia suministrada al compresor, en kilovatios, (b) el COP, y (c) la producción de entropía en el compresor y en el proceso de estrangulamiento, en $\text{kJ/min} \cdot \text{K}$.

Solución

Datos. Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor con un compresor irreversible como se muestra en la Figura 17.5.

Incógnitas. (a) \dot{W}_c , en kW; (b) COP, y (c) $\dot{\sigma}_c$ y $\dot{\sigma}_{\text{estrang}}$, en $\text{kJ/min} \cdot \text{K}$.

Modelo. Estacionario, compresor irreversible; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Análisis. Este problema es el mismo que el analizado en el Ejemplo 17.1 excepto que el compresor ideal se ha sustituido por uno con un rendimiento del 84 por 100. Los datos del Ejemplo 17.1 que todavía son aplicables son

$$T_1 = -20^\circ\text{C} \quad P_1 = 1,33 \text{ bar} \quad h_1 = 235,31 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = 0,9332 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$h_{2s} = 274,90 \text{ kJ/kg} \quad T_{2s} = 43,3^\circ\text{C} \quad T_3 = 35,53^\circ\text{C} \quad h_3 = h_4 = 99,56 \text{ kJ/kg}$$

(a) El rendimiento adiabático del compresor viene dado por $\eta_c = (h_{2s} - h_1)/(h_2 - h_1)$. Por tanto, la entalpía de la salida real es

$$h_2 = h_1 + \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} = 235,31 + \frac{274,90 - 235,31}{0,84} = 282,44 \text{ kJ/kg}$$

En la Tabla A.18 a 9,0 bar, $h = 282,34 \text{ kJ/kg}$ a 50°C . Así, T_2 está muy próxima a 50°C . Como resultado, el trabajo real del compresor es

$$w_c = h_2 - h_1 = 282,44 - 235,31 = 47,13 \text{ kJ/kg}$$

La potencia necesaria es el producto del flujo másico por la potencia del compresor. Por tanto

$$\dot{W}_c = \dot{m}w_c = 3 \text{ kg/min} (47,13 \text{ kJ/kg}) = 141,4 \text{ kJ/min} = 2,36 \text{ kW}$$

(b) El COP del ciclo resulta

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{ev,ap}}}{w_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{135,75}{47,13} = 2,88$$

(c) La ecuación referida al tiempo, en régimen estacionario, de la producción de entropía es

$$\dot{\sigma}_c = \sum_{\text{sal}} \dot{m}_i s_i - \sum_{\text{ent}} \dot{m}_e s_e - \sum_{j=1}^n \frac{\dot{Q}_j}{T_j}$$

EJEMPLO 17.2

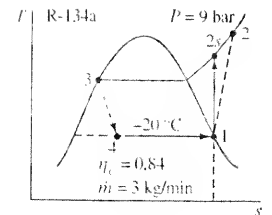


Figura 17.5. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.2.

Para el compresor adiabático esta ecuación se reduce a $\dot{\sigma}_c = \dot{m}(s_2 - s_1)$. En la Tabla A.18, a 50 °C y 9 bar se encuentra el valor $s_2 = 0,9566 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. Así, la producción de entropía en el compresor es

$$\dot{\sigma}_c = 3 \text{ kg/min} \times (0,9566 - 0,9332) \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} = 0,0702 \text{ kJ/min} \cdot \text{K}$$

En el proceso adiabático de estrangulamiento se aplica la misma ecuación, es decir, $\dot{\sigma}_{\text{estrang}} = \dot{m}(s_4 - s_3)$. De la Tabla A.17 a 9 bar, $s_3 = s_f = 0,3656 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$. La calidad del estado 4 se calcula a partir de los datos de saturación a -20 °C de la Tabla A.16.

$$x_4 = \frac{h_4 - h_f}{h_{fg}} = \frac{99,56 - 24,26}{211,05} = 0,357$$

Así, la entropía en el estado 4 es

$$s_4 = (1 - x_4)s_f + x_4s_g = 0,643(0,0996) + 0,357(0,9332) = 0,3972 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Por tanto, la producción de entropía durante el estrangulamiento es

$$\dot{\sigma}_{\text{estrang}} = 3(0,3972 - 0,3656) = 0,0948 \text{ kJ/min} \cdot \text{K}$$

Comentario. Un rendimiento adiabático del compresor de 0,84 conlleva un aumento de temperatura en el compresor de unos 7 °C debido a las irreversibilidades y una disminución en el COP del 16 por 100, comparando con el caso del compresor ideal del Ejemplo 17.1. La producción de entropía durante el estrangulamiento es algo mayor que la del compresor irreversible.

17.2.2. INFLUENCIA DE LAS IRREVERSIBILIDADES DEBIDAS A LA TRANSFERENCIA DE CALOR EN LAS ACTUACIONES DEL CICLO

La evaluación de las actuaciones del ciclo de refrigeración en los ejemplos anteriores se ha basado en la asignación de temperaturas o presiones de saturación del refrigerante en el evaporador y el condensador. Sin embargo, las temperaturas de funcionamiento del fluido de trabajo en un ciclo real están realmente determinadas por la temperatura que se debe mantener en la región fría y la temperatura del agua de refrigeración o del aire que se utiliza en el condensador. Además, para obtener flujos de calor lo suficientemente grandes, debe mantenerse una diferencia de temperaturas finita en los dos cambiadores de calor.

En la Figura 17.6 se ilustra este punto. En el evaporador se transfiere calor de la región fría al refrigerante, que experimenta un cambio de fase a temperatura constante. Para que la transferencia de calor sea efectiva, la temperatura de saturación del refrigerante debe ser menor que la temperatura de la región fría (T_{rf} en la figura). En el condensador se condensa el refrigerante al ceder calor a una corriente externa al ciclo. El agua y el aire atmosféricos son dos sustancias habituales que se pasan por los tubos del condensador para extraer calor. Para conseguir que se transfiera este calor, la temperatura de saturación del refrigerante debe ser mayor que la temperatura de las corrientes atmosféricas (T_{ca} en la figura).

Las diferencias de temperaturas necesarias para que se lleven a cabo los procesos de transferencia de calor provocan irreversibilidades que no están incluidas en el modelo de refrigeración de Carnot. Partiendo de la Ecuación [17.2], el COP decrece cuando baja la temperatura media en el evaporador y cuando sube la temperatura media del refrigerante en el condensador. Este efecto se analiza en el ejemplo siguiente. Estas irreversibilidades en los procesos de transferencia de calor se miden también mediante la producción de entropía exterior al ciclo. La determinación de la producción de entropía externa al condensador requiere una idealización, como se señala en el ejemplo siguiente.

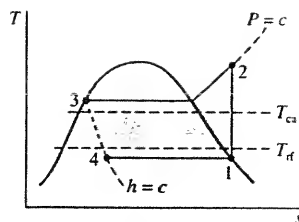


Figura 17.6. Influencia de las irreversibilidades debidas a la transferencia de calor en el funcionamiento del ciclo de refrigeración por compresión de vapor.

EJEMPLO 17.3

Reconsidérese el ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor del Ejemplo 17.1. La región fría debe mantenerse a -20 °C. Para asegurar una diferencia de temperaturas entre la región fría y el fluido del evaporador, éste se mantiene a -26 °C. El aire que pasa alrededor de los tubos del condensador del Ejemplo 17.1 está a la temperatura de saturación correspondiente a 9 bar, es decir, 35,53 °C. De nuevo, para asegurar una diferencia de temperaturas, la presión del condensador se eleva a 12 bar, que corresponde a una temperatura de saturación de 46,32 °C. Determinese (a) el COP del ciclo en estas nuevas condiciones y compárese con el resultado del Ejemplo 17.1, y (b) la producción de entropía en las regiones de transferencia de calor en las que existe diferencia de temperaturas en el evaporador y en el condensador, en kJ/min · K.

Solución

Datos. Un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor con diferencia finita de temperaturas entre el fluido circulante y las regiones fría y caliente, como se muestra en la Figura 17.7.

Incógnitas. (a) COP y comparación con el Ejemplo 17.1, y (b) $\dot{\sigma}_{Q,\text{evap}}$ y $\dot{\sigma}_{Q,\text{cond}}$.

Modelo. Estacionario, compresor internamente reversible; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Análisis. De la Tabla A.16, a la temperatura de salida del evaporador de -26 °C

$$P_1 = P_g = 1,02 \text{ bar} \quad h_1 = h_g = 231,62 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = s_g = 0,9390 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

(a) El estado 2 de salida del compresor se determina a partir de P_2 y del hecho de que $s_2 = s_1$. Interpolando a 12 bar en la Tabla A.18 de vapor sobrecalentado se obtiene que T_2 es aproximadamente 56,2 °C y $h_2 = 232,94 \text{ kJ/kg}$. Al final del proceso de condensación a 12 bar, de la Tabla A.17

$$h_3 = h_f = 115,76 \text{ kJ/kg}$$

La entalpía en el estado 3 es también la entalpía en el estado 4, después de que el fluido pase por el dispositivo de estrangulamiento. Por tanto

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{evap}}}{w_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{231,62 - 115,76}{232,94 - 231,62} = 2,26$$

(b) La producción de entropía debida a las irreversibilidades por la transferencia de calor a través de una diferencia finita de temperaturas puede calcularse mediante el balance de entropía aplicado a la región. El balance de entropía para una región por la que pasa estacionariamente un flujo de calor \dot{Q} desde una temperatura alta T_{alta} hasta una temperatura baja T_{baja} se reduce a

$$\dot{\sigma}_Q = \dot{Q} \left(\frac{1}{T_{\text{baja}}} - \frac{1}{T_{\text{alta}}} \right)$$

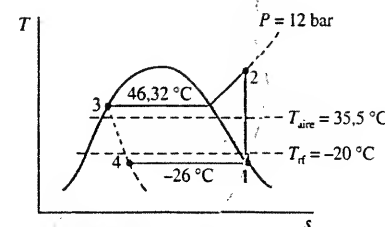


Figura 17.7. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.3.

En el evaporador $T_{alta} = 253,15 \text{ K}$, $T_{baja} = 247,15 \text{ K}$ y $q_{evap} = 115,86 \text{ kJ/kg}$. Sustituyendo los datos en la ecuación anterior resulta

$$\dot{\sigma}_{Q, evap} = 3(115,86) \text{ kJ/min} \left(\frac{1}{247,15 \text{ K}} - \frac{1}{253,15 \text{ K}} \right) = 0,0333 \text{ kJ/min} \cdot \text{K}$$

El R-134a entra al condensador en estado de vapor sobrecalentado a $56,2^\circ\text{C}$ con una entalpía de $282,94 \text{ kJ/kg}$. Se enfría hasta vapor saturado a $46,32^\circ\text{C}$, para el que $h_g = 270,99 \text{ kJ/kg}$ y después hasta líquido saturado para el que $h_f = 115,76 \text{ kJ/kg}$. El calor se cede al aire a una temperatura constante de $35,53^\circ\text{C}$, es decir, $308,7 \text{ K}$. La producción de entropía debida a la transferencia de calor irreversible se determina mediante $\dot{\sigma}_Q = \dot{Q}(1/T_{baja} - 1/T_{alta})$. Cuando se utiliza esta ecuación para evaluar $\dot{\sigma}_Q$, el proceso de enfriamiento hasta vapor saturado que tiene lugar desde $56,2$ hasta $46,3^\circ\text{C}$ se *modela* como si se produjese a una temperatura que es la media aritmética entre esos valores de $51,2^\circ\text{C}$, es decir $324,4 \text{ K}$. (Este modelo supone que la línea de presión en la región de sobrecalentamiento justo en el exterior de la línea de vapor saturado en un diagrama Tx es una recta, lo que es básicamente correcto.) Así, la producción de entropía en el proceso de cesión de calor en el condensador se calcula en dos pasos, que son

$$\begin{aligned} \dot{\sigma}_{Q, cond} &= \dot{m}(h_{2s} - h_g) \left(\frac{1}{T_{aire}} - \frac{1}{T_m} \right) + \dot{m}h_g \left(\frac{1}{T_{aire}} - \frac{1}{T_{sat}} \right) = \\ &= 3(282,94 - 270,99) \left(\frac{1}{308,7} - \frac{1}{324,4} \right) + 3(155,23) \left(\frac{1}{308,7} - \frac{1}{319,5} \right) = \\ &= 0,0056 + 0,0510 = 0,0566 \text{ kJ/min} \cdot \text{K} \end{aligned}$$

Nótese que la contribución del primer término es tan pequeña que el uso de una temperatura media para evaluar $\dot{\sigma}_{Q, cond}$ tiene un efecto razonablemente pequeño. Estos valores globales de $\dot{\sigma}_{Q, evap}$ y $\dot{\sigma}_{Q, cond}$ son ligeramente menores que los valores hallados en el Ejemplo 17.2 de la producción de entropía en el compresor y en los dispositivos de estrangulamiento.

Comentario. Al permitir en el ciclo una diferencia de 6°C al final del evaporador y una diferencia mínima de 9°C a lo largo del condensador, el COP ha bajado de 3,43 hasta 2,26. Aunque estos cálculos se han basado en el ciclo ideal, los resultados en el caso real serían similares. El COP se ve fuertemente afectado por la necesidad de diferencias finitas de temperatura a través de las superficies de transferencia de calor del condensador y del evaporador.

17.2.3. INFLUENCIA DEL SOBRECALENTAMIENTO Y EL SUBENFRIAMIENTO EN EL FUNCIONAMIENTO DEL CICLO

Como no es posible controlar exactamente el estado del fluido que sale del evaporador, el sistema se suele diseñar para que el fluido salga como vapor ligeramente sobrecalentado en lugar del vapor saturado del ciclo ideal. Esto asegura que por el compresor el fluido siempre circula en fase vapor. Este sobredimensionamiento conlleva un aumento del volumen específico del vapor en comparación con el del vapor saturado a la misma presión. Desafortunadamente, esto supone un aumento de la potencia de entrada al compresor, ya que el trabajo en régimen estacionario es proporcional al volumen específico (recuérdese que $w_{est, rev} = \int v dP$). En el ciclo ideal se supone que el refrigerante sale del condensador en estado de líquido saturado. En la práctica, aunque las pérdidas de presión en el condensador son pequeñas, el fluido suele salir del condensador como líquido subenfriado. Este efecto es beneficioso, ya que la baja entalpía que resulta del efecto del subenfriamiento permite añadir una cantidad mayor de energía por

unidad de masa en el proceso de evaporación. Sin embargo, téngase en cuenta que el subenfriamiento y el sobrecalentamiento aumentan el tamaño del condensador y del evaporador, lo que incrementa el coste inicial de los cambiadores de calor.

Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor funciona con refrigerante 134a y unas presiones de $0,10 \text{ MPa}$ en el evaporador y $1,20 \text{ MPa}$ en el condensador. El fluido sale del evaporador con un sobrecalentamiento de $6,43^\circ\text{C}$ y sale del condensador con un subenfriamiento de $4,32^\circ\text{C}$. Calcúlese el COP del ciclo si el rendimiento adiabático del compresor es (a) 100 por 100, y (b) 84 por 100.

Solución

Datos. Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor en el que sale vapor sobrecalentado del evaporador y líquido subenfriado del condensador, como se muestra en la Figura 17.8.

Incógnitas. COP para (a) $\eta_c = 1,0$, y (b) $\eta_c = 0,84$.

Modelo. Estacionario; se desprecian Δc_p y Δc_v .

Análisis. Para calcular el COP es necesario evaluar de nuevo las entalpías del ciclo. Las temperaturas de saturación para las presiones de $0,10$ y $1,20 \text{ MPa}$ son $-26,43$ y $46,32^\circ\text{C}$ respectivamente. Así

$$T_1 = -26,43 + 6,43 = 20,0^\circ\text{C} \quad \text{y} \quad T_3 = 46,32 - 4,32 = 42,0^\circ\text{C}$$

Como el fluido a la salida del condensador está subenfriado, su entalpía en el estado 3 se aproxima mediante la entalpía del líquido saturado a 42°C . Por tanto, de la Tabla A.18 de vapor sobrecalentado del R-134a, a 1 bar y -20°C , y de la Tabla A.16 de saturación, a 42°C , se tiene que

$$h_1 = 236,54 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = 0,9602 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K} \quad h_3 = 109,19 \text{ kJ/kg} = h_4$$

(a) La entalpía a la presión de salida del compresor de $1,2 \text{ MPa}$ se calcula interpolando en la tabla de vapor sobrecalentado haciendo $s_2 = s_1$. En este estado, $h_{2s} = 289,97 \text{ kJ/kg}$ a unos $62,2^\circ\text{C}$. El COP del ciclo con el compresor isentrópico es

$$\text{COP} = \frac{q_{evap}}{w_c} = \frac{h_1 - h_4}{h_{2s} - h_1} = \frac{236,44 - 109,19}{289,97 - 236,44} = 2,38$$

(b) En el caso en que el rendimiento del compresor sea del 84 por 100, la entalpía real de salida es

$$h_2 = h_1 + \frac{h_{2s} - h_1}{\eta_c} = 236,44 + \frac{289,97 - 236,44}{0,84} = 300,17 \text{ kJ/kg}$$

Esta entalpía corresponde a una temperatura de $71,1^\circ\text{C}$. Así, la irreversibilidad del proceso ha aumentado la temperatura de salida en $8,9^\circ\text{C}$ respecto a la del caso isentrópico. El COP ahora es

$$\text{COP} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} = \frac{236,44 - 109,19}{300,17 - 236,44} = 2,00$$

La presencia de un compresor irreversible ha reducido el COP en un 16 por 100, efecto análogo al del Ejemplo 17.2.

EJEMPLO 17.4

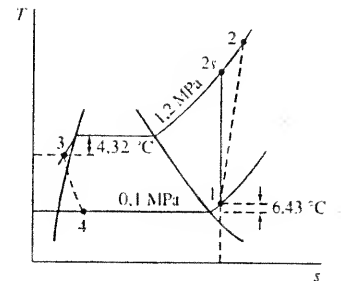


Figura 17.8. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.4.

Comentario. En el Ejemplo 17.3, en el que la presión en el evaporador era 1,02 bar en lugar de 1,0 bar (0,1 MPa), el COP era 2,26, con un compresor ideal sin sobrecalentamiento a la entrada. El sobrecalentamiento en el evaporador y el subenfriamiento en el condensador en el apartado *a* han subido el COP a 2,38, es decir, un 5,3 por 100. Aunque el trabajo del compresor ha aumentado un 4,3 por 100, el efecto de enfriamiento ha aumentado un 9,8 por 100. Para el apartado *b* se pueden realizar comparaciones análogas.

En los tres subapartados anteriores se ha analizado la influencia de las irreversibilidades en el compresor, de la diferencia finita de temperaturas en los cambiadores de calor, del sobrecalentamiento del fluido a la salida del evaporador y del subenfriamiento en el condensador. Deberían considerarse también otras irreversibilidades. En primer lugar, existen caídas de presión en el evaporador y en el condensador. Además existen caídas de presión debidas a la fricción del fluido en los conductos que conectan los distintos componentes. La caída de presión mayor se suele producir en el conducto entre el evaporador y el compresor. El calor que se transfiere del ambiente al refrigerante puede ser importante en las líneas de conexión en las que el refrigerante está a una temperatura muy inferior a la del ambiente. Se ha mencionado también el calor transferido durante el proceso de compresión. Así, a la hora de diseñar un ciclo de refrigeración es necesario considerar muchos otros factores.

17.2.4. SELECCIÓN DE REFRIGERANTES

En el ciclo de refrigeración por compresión de vapor, las dos temperaturas elegidas para los procesos de evaporación y condensación determinan las presiones de funcionamiento del ciclo para un refrigerante dado. Por tanto, la elección de un refrigerante depende en parte de la relación presión-temperatura de saturación en el intervalo de interés. Normalmente, la presión mínima del ciclo debería ser superior a 1 atm para evitar fugas desde el ambiente a los equipos. Tampoco es deseable que las presiones máximas sean superiores a 10 o 20 bar (150 a 1.200 psia) por razones de seguridad y del coste de los equipos. Además, es necesario que el fluido sea no tóxico, estable, no corrosivo, no inflamable, de bajo coste y que tenga una entalpía de vaporización relativamente alta. Estas restricciones limitan el número de compuestos adecuados para ser utilizados como refrigerantes. De hecho, en el campo de aplicación de los ciclos de refrigeración no existe ninguna sustancia adecuada para todos los casos. Incluso eligiendo apropiadamente el refrigerante, pueden realizarse muchas modificaciones del ciclo básico para mejorar su funcionamiento.

Aunque en los comienzos del desarrollo de los sistemas de refrigeración se utilizaron sustancias químicas como el dióxido de azufre, amoníaco y éter etílico, desde la década de los treinta, el campo ha sido dominado por la clase general de sustancias denominadas compuestos clorofluorocarbonados (CFC). Los más importantes se designan R-11, R-12, R-22 y R-502 (mezcla del R-22 y R-115). Al final de la década de los ochenta se tomaron medidas internacionales para restringir el uso de ciertos CFC, ya que se encontró que reducen la capa protectora de ozono de la atmósfera y también contribuyen al efecto invernadero, lo que causa calentamiento global. Así, en la década de los noventa se inicia un periodo en el que se investigan nuevos refrigerantes, como los compuestos hidrofluorocarbonados (HFC) y se prohíben los viejos favoritos. El problema se complica por el hecho de que las actuaciones empeoran cuando en un equipo existente simplemente se introduce un refrigerante nuevo. Cuando se selecciona un refrigerante nuevo puede ser necesario rediseñar el compresor. En esta edición del texto, las tablas del R-12 se han sustituido por las del R-134a. El R-134a no es agresivo con el ambiente porque sus moléculas no contienen cloro.

17.3. BOMBAS DE CALOR

Una máquina frigorífica extrae un flujo de calor \dot{Q}_B de una región fría y cede un flujo de calor \dot{Q}_A al ambiente. Su objetivo es extraer energía de la región fría. Sin embargo, el mismo ciclo básico puede tener como objetivo principal suministrar un flujo de calor \dot{Q}_A a un espacio habitable, como una casa o un edificio comercial. En este caso el flujo de calor extraído como \dot{Q}_B proviene del ambiente, que está más frío. De hecho, la **bomba de calor** moderna combina el calentamiento y el enfriamiento (refrigeración) de la misma región del espacio en una sola unidad. Cuando se necesita enfriar, el sistema de la bomba de calor funciona como un acondicionador de aire. En este modo de enfriamiento se extrae un flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{sum}}$ del espacio habitable y se cede, en el exterior del edificio, un flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{ced}}$ al ambiente. En el modo de *acondicionamiento de aire*, el COP viene dado por la Ecuación [17.1]. En términos del ciclo ideal de refrigeración mostrado en la Figura 17.2, el COP para el enfriamiento es

$$\text{COP}_{\text{BC, refriger}} = \frac{\dot{Q}_{B, \text{sum}}}{W_{\text{ent}}} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1} \quad [17.5]$$

En el *modo de calefacción*, en invierno, la bomba de calor extrae un flujo de calor $\dot{Q}_{B, \text{sum}}$ del ambiente y cede un flujo de calor $\dot{Q}_{A, \text{ced}}$ al espacio habitable. El COP de una bomba de calor en el modo de calefacción se define como

$$\text{COP}_{\text{BC, calefac}} = \frac{\dot{Q}_{A, \text{ced}}}{W_{\text{ent}}} = \frac{h_2 - h_3}{h_2 - h_1} \quad [17.6]$$

Puesto que las áreas bajo las líneas T_A y T_B del diagrama Ts de la Figura 17.1*b* representan \dot{Q}_A y \dot{Q}_B , respectivamente, el COP de una bomba de calor de Carnot que funciona en modo de calefacción es

$$\text{COP}_{\text{BC, calefacción, Carnot}} = \frac{T_A}{T_A - T_B} \quad [17.7]$$

Así pues, el funcionamiento de una bomba de calor en modo de calefacción mejora al disminuir la diferencia de temperaturas $T_A - T_B$, de forma análoga a la máquina frigorífica o al acondicionador de aire.

Otro método para disminuir $T_A - T_B$ es aumentar T_B utilizando un colector solar. Estas unidades se denominan bombas de calor con *refuerzo solar*. La energía solar se recoge mediante un fluido que circula por los paneles solares. El fluido relativamente caliente se almacena en un gran depósito aislado. Regulando adecuadamente el flujo, la temperatura del fluido dentro del depósito puede subir hasta un nivel de 20 a 30 °C (70 a 90 °F), por ejemplo, incluso aunque la temperatura exterior esté por debajo del punto de congelación del agua. El evaporador de la bomba de calor se sitúa en el interior del depósito, de modo que el fluido de la bomba de calor se evapore a una temperatura (y presión) mayor de lo normal. Aunque se requieren más equipos, la bomba de calor con refuerzo solar tendrá un COP mucho más alto en el modo de calefacción que el que tendría con el evaporador funcionando en el ambiente frío. Para la misma carga térmica, el trabajo eléctrico de entrada se reduce notablemente cuando el funcionamiento se complementa con energía solar.

Cuando se utiliza una bomba térmica como acondicionador de aire de un edificio, el evaporador está en el interior del edificio y el condensador en el exterior. Sin embargo, en modo de calefacción, el evaporador está en el exterior del edificio y el condensador en el interior. Sería poco práctico tener dos juegos

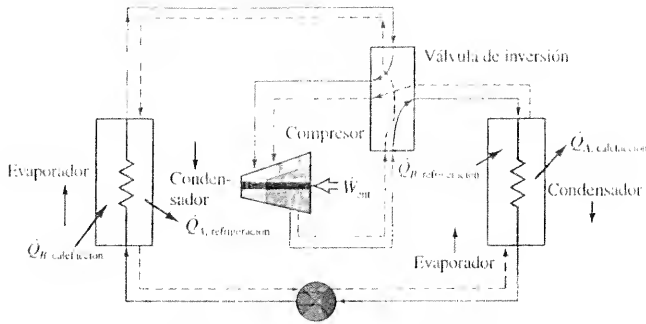


Figura 17.9. Diagrama de flujos y de la instalación de una bomba de calor en modo de calentamiento (línea sólida) y modo de enfriamiento (línea de trazos).

de equipos, de modo que los dos cambiadores de calor (uno en el interior y otro en el exterior del edificio) deben actuar tanto de condensador como de evaporador, dependiendo del modo de funcionamiento. Un método de conseguir esto es añadiendo una válvula de inversión en el ciclo. En la Figura 17.9 se muestra un esquema de esta disposición. La línea de flujo sólida indica el sentido de la corriente en el funcionamiento en modo de calefacción y la línea de trazos es para el modo de enfriamiento. Téngase en cuenta que el sentido de la corriente en el compresor es siempre el mismo, con independencia del modo de funcionamiento.

17.4. SISTEMAS DE COMPRESIÓN DE VAPOR EN CASCADA Y MULTITETAPA

Este apartado se dedica a dos variantes del ciclo básico de refrigeración por compresión de vapor. La primera es el ciclo en cascada, que permite el uso de un ciclo de compresión de vapor cuando la diferencia de temperaturas entre el evaporador y el condensador es bastante grande. En la segunda variante se utiliza la compresión multitetapa con refrigeración intermedia, que reduce el trabajo de entrada al compresor.

17.4.1. EL CICLO EN CASCADA

Existen aplicaciones industriales en las que se necesitan temperaturas bajas, comprendidas en el intervalo de -25 a -75 °C (-10 a -100 °F). Desafortunadamente, no se puede utilizar un ciclo de compresión de vapor simple para alcanzar estas temperaturas moderadamente bajas. La diferencia de temperaturas entre el condensador y el evaporador en este caso es grande. Por tanto, la variación de la presión de vapor con la temperatura de saturación de un único refrigerante no se ajusta a los valores deseados para el evaporador y el condensador. Para superar esta dificultad sin dejar de contar con la compresión de vapor, puede utilizarse un sistema en cascada. Un *ciclo en cascada* es sencillamente un conjunto de ciclos de compresión de vapor simples en serie, tal que el condensador de un ciclo de temperatura inferior proporciona calor al evaporador de un ciclo de temperatura mayor, como se muestra en la Figura 17.10a. Aunque sólo se muestran dos unidades, si es necesario, en la práctica se utilizan tres o cuatro unidades en serie. Nor-

malmente en cada ciclo individual se utiliza un refrigerante distinto, con objeto de ajustar los intervalos de temperatura y presión. Por ejemplo, al elegir los dos refrigerantes de la Figura 17.10a es importante que la temperatura del punto triple del fluido del ciclo B sea menor que la temperatura crítica del fluido del ciclo A.

En la Figura 17.10b se muestra un diagrama Ts de un sistema ideal con doble cascada en el que se utiliza el mismo refrigerante en cada circuito. (Si en un sistema en cascada se utilizan dos refrigerantes distintos, es necesario utilizar dos diagramas Ts diferentes.) Aunque no es la práctica habitual, como se ha hecho constar anteriormente, el uso del mismo refrigerante en cada circuito proporciona la base para analizar las virtudes de un sistema en cascada. En la figura se muestran los puntos del ciclo A (1-2-3-4) y del ciclo B (5-6-7-8). Los flujos mássicos de refrigerante en los dos ciclos no tienen por qué ser los mismos, con independencia de que el refrigerante sea el mismo o diferente. El flujo mássico \dot{m}_A está determinado por la capacidad de refrigeración necesaria en el evaporador del ciclo A. Además, el flujo de calor transferido por el condensador del ciclo A debe ser igual al flujo de calor transferido al fluido del evaporador del ciclo B cuando el cambiador de calor global está bien aislado. Despreciando las variaciones de energías cinética y potencial, el balance energético en régimen estacionario en el cambiador de calor condensador- evaporador tiene la forma $\sum \dot{m}_i h_i - \sum \dot{m}_e h_e = 0$. De acuerdo con la Figura 17.10a el balance energético resulta

$$\dot{m}_A(h_2 - h_3) = \dot{m}_B(h_5 - h_8) \quad \text{sistema en cascada} \quad [17.8]$$

Así, el cociente de flujos mássicos en cada ciclo está determinado por las variaciones de entalpía de cada fluido al pasar por el cambiador de calor.

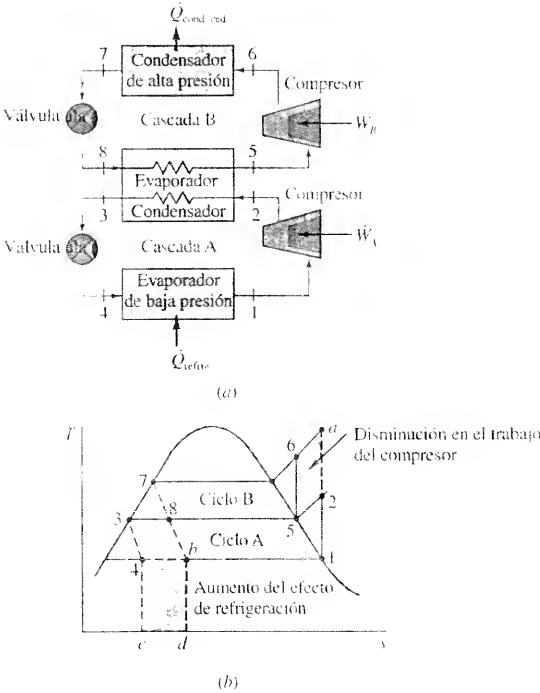


Figura 17.10. Esquema del equipo y diagrama Ts de un ciclo de refrigeración en cascada.

Si pudiera utilizarse un único ciclo de refrigeración para el intervalo de temperaturas total, se representaría en la Figura 17.10*b* mediante el ciclo 1-*a*-7-*b*-1. Aparecen dos efectos importantes en el diagrama *Ts*. En primer lugar, en el ciclo único el trabajo del compresor aumenta el área 2-*a*-6-5, en comparación con el ciclo en cascada. En segundo lugar, cuando se utiliza una única unidad disminuye la capacidad de refrigeración, pasando el mismo flujo másico por el evaporador de baja temperatura. Esta pérdida se representa en el diagrama *Ts* mediante el área 4-*b*-*d*-*c*. Estos dos efectos conducen a un COP mayor para el ciclo en cascada comparado con el de la unidad sencilla.

17.4.2. COMPRESIÓN DE VAPOR MULTIETAPA

Otra modificación del ciclo de refrigeración por compresión de vapor consiste en incluir la compresión multietapa con refrigeración intermedia para disminuir el trabajo de entrada. En ciclos de potencia de gas (véase el Apartado 15.10), en el refrigerador intermedio se suele transferir el calor al ambiente. En un ciclo de refrigeración, el sumidero de energía puede ser el mismo refrigerante, ya que en muchos puntos del ciclo la temperatura del refrigerante es inferior a la temperatura del ambiente. Por tanto, el cambiador de calor que funciona como refrigerador intermedio se convierte en un cambiador regenerativo, ya que el calor se transfiere de forma interna en el sistema. En la Figura 17.11*a* se muestra un esquema de compresión en dos etapas con refrigeración intermedia regenerativa. El líquido que sale del condensador pasa por un dispositivo de estrangulamiento (proceso 5-6) a la cámara de evaporación instantánea, que se mantiene a una presión entre

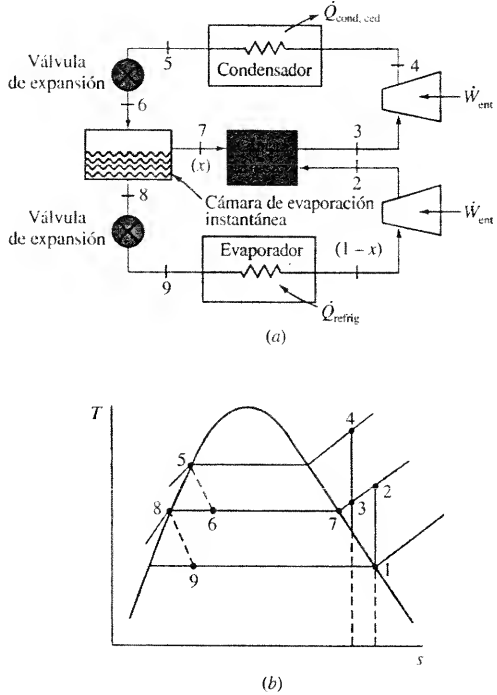


Figura 17.11. Equipo y diagrama *Ts* de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor de dos etapas con refrigeración intermedia.

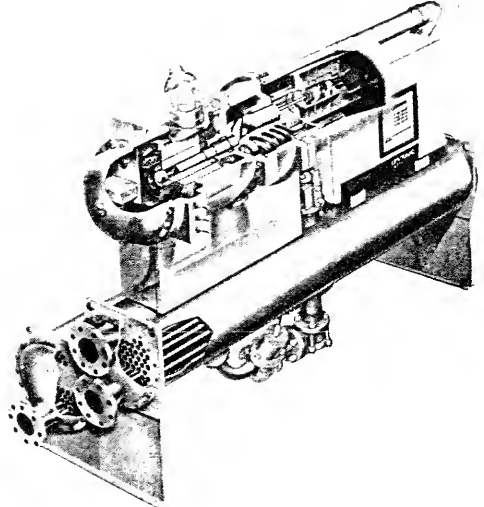
la del evaporador y la del condensador. Todo el vapor que se separa del líquido en la cámara de evaporación instantánea se transfiere a una cámara de mezcla directa, donde se mezcla con el vapor que sale del compresor de baja presión en el estado 2. La cámara de mezcla actúa como un enfriador intermedio regenerativo, ya que enfría el vapor que sale del compresor de baja presión antes de que la mezcla total entre a la etapa del compresor de alta presión en el estado 3. El líquido saturado de la cámara de evaporación instantánea pasa por un dispositivo de estrangulamiento hasta la presión del evaporador en el estado 9. En la Fotografía 17.2 se muestra un sistema de refrigeración real con dos etapas de compresión y refrigeración intermedia.

En el diagrama *Ts* de la Figura 17.11*b* se muestra el proceso de las dos etapas de compresión con refrigeración intermedia regenerativa. Se ha supuesto que la compresión es isentrópica. Aunque por los dos circuitos del sistema global circula el mismo refrigerante, los flujos másicos por los circuitos no son los mismos. Para analizar el sistema conviene suponer que por uno de los circuitos pasa la unidad de masa, aunque la elección es arbitraria. Se va a suponer que por los estados 3-4-5-6 del circuito de alta presión pasa una *masa unidad*. La fracción de vapor que se forma en la cámara de evaporación instantánea es la calidad *x* del fluido en el estado 6 de la Figura 17.11*b*, y es la fracción de flujo que atraviesa el condensador que pasa por la cámara de mezcla proveniente de la cámara de evaporación instantánea. La fracción de líquido formado es 1 - *x*, que corresponde a la fracción del flujo total que pasa por el evaporador. El valor de la entalpía en el estado 3 puede determinarse aplicando el balance energético a la cámara de mezcla en condiciones adiabáticas. Para la cámara de mezcla

$$xh_7 + (1 - x)h_2 = 1(h_3) \tag{17.9}$$

donde la única incógnita es *h*₃. El efecto de refrigeración por unidad de masa que atraviesa el condensador es

$$q_{\text{refrig}} = (1 - x)(h_1 - h_9) \tag{17.10}$$



Fotografía 17.2. Refrigerador de líquidos por compresión de vapor (100-300 ton) con un compresor rotatorio helicoidal de dos etapas, un economizador (refrigeración intermedia) y un condensador refrigerado por agua. (Cortesía de The Trane Company.)

El trabajo total suministrado al compresor por unidad de masa que atraviesa el condensador es la suma de las dos etapas, es decir

$$w_c = (1 - x)(h_2 - h_1) + 1(h_4 - h_3) \quad [17.11]$$

El COP del ciclo de compresión de vapor de dos etapas con refrigeración intermedia regenerativo se sigue definiendo como q_{refrig}/w_c .

EJEMPLO 17.5

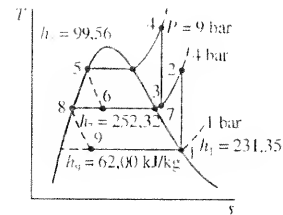


Figura 17.12. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.5.

Un sistema de refrigeración por compresión de vapor ideal de dos etapas con refrigeración intermedia regenerativo funciona con refrigerante 134a y presiones de 1,0 bar en el evaporador, 4,0 bar en la cámara de evaporación instantánea y en la cámara de mezcla y 9,0 bar en el condensador. Si la carga de refrigeración es 5 ton, determínese (a) la potencia de entrada al compresor de baja presión, en kilovatios, (b) el flujo másico que sale de la cámara de evaporación instantánea y entra a la cámara de mezcla, en kg/min, (c) la potencia de entrada al compresor de alta presión, en kilovatios, y (d) el COP del ciclo global.

Solución

Datos. Un sistema de refrigeración por compresión de vapor ideal de dos etapas, como se muestra en la Figura 17.12.

Incógnitas. (a) $\dot{W}_{c, \text{baja}}$, kW, (b) \dot{m}_7 , kg/min, (c) $\dot{W}_{c, \text{alta}}$, kW, y (d) $\text{COP}_{\text{global}}$.

Modelo. Estacionario, compresores y cambiadores de calor reversibles; se desprecian Δe_c y Δe_p .

Análisis. La determinación de la potencia y del COP requiere valores de las entalpías. Utilizando la notación de la Figura 17.12, de los valores de las Tablas A.16 a A.18 se obtiene

$$h_1 = h_2 \text{ a } 1 \text{ bar} = 231,35 \text{ kJ/kg} \quad s_1 = s_2 = 0,9395 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

$$h_3 = h_4 \text{ a } 9 \text{ bar} = 99,56 \text{ kJ/kg} = h_6$$

$$h_7 = h_8 \text{ a } 4 \text{ bar} = 252,32 \text{ kJ/kg} \quad h_5 = h_6 \text{ a } 4 \text{ bar} = 62,00 \text{ kJ/kg} = h_8$$

La entalpía h_{3s} depende de $P_3 = 4 \text{ bar}$ y $s_2 = s_1$. Interpolando en la Tabla A.18 a 4 bar, $h_{3s} = 259,50 \text{ kJ/kg}$ y $T_{3s} = 16,4^\circ\text{C}$.

(a) La potencia comunicada al compresor de baja presión se calcula mediante $\dot{W}_{c, \text{baja}} = \dot{m}_1 w_c$. El flujo másico \dot{m}_1 se calcula aplicando el balance energético al evaporador, es decir,

$$\dot{Q}_{\text{evap}} = \dot{m}_1 q_{\text{evap}}. \text{ Como } \dot{Q}_{\text{evap}} \text{ es equivalente a 5 ton de refrigeración,}$$

$$\dot{m}_1 = \frac{\dot{Q}_{\text{evap}}}{h_2 - h_1} = \frac{5(211) \text{ kJ/min}}{(231,35 - 62,00) \text{ kJ/kg}} = 6,23 \text{ kg/min}$$

Por tanto, para el compresor de baja presión

$$\begin{aligned} \dot{W}_{c, \text{baja}} &= \dot{m}_1(h_{2s} - h_1) = 6,23 \text{ kg/min} (259,50 - 231,35) \text{ kJ/kg} = \\ &= 175,4 \text{ kJ/min} = 2,92 \text{ kW} \end{aligned}$$

(b) Para determinar el flujo másico \dot{m}_7 se plantea el balance energético a la cámara de evaporación instantánea. El resultado, de acuerdo con la notación de la Figura 17.11a, es

$$\dot{m}_6 h_6 = \dot{m}_7 h_7 + \dot{m}_3 h_3$$

donde $\dot{m}_8 = \dot{m}_1$ y $\dot{m}_6 = \dot{m}_8 + \dot{m}_7$. Como todos los valores de las entalpías son conocidos, el balance energético resulta

$$(\dot{m}_7 + \dot{m}_1)(99,56) = \dot{m}_7(252,32) + \dot{m}_1(62,00)$$

$$\text{Así} \quad \frac{\dot{m}_7}{\dot{m}_1} = x_6 = \frac{99,56 - 62,00}{252,32 - 99,56} = 0,246$$

$$\text{o} \quad \dot{m}_7 = 0,246(6,23) = 1,53 \text{ kg/min}$$

(c) Para determinar la potencia del compresor de alta es necesario determinar h_5 y h_{4s} . El balance energético aplicado a la cámara de mezcla conduce a

$$\dot{m}_7 h_7 + \dot{m}_2 h_2 = \dot{m}_3 h_3$$

donde $\dot{m}_2 = \dot{m}_1$ y $\dot{m}_3 = \dot{m}_2 + \dot{m}_7 = 7,76 \text{ kg/min}$. Sustituyendo los datos resulta

$$1,53(252,32) + 6,23(259,50) = 7,76 h_3$$

$$\text{o} \quad h_3 = 258,08 \text{ kJ/kg}$$

Además, $P_3 = 4 \text{ bar}$, de modo que s_3 puede calcularse interpolando en la Tabla A.18 de vapor sobrecalentado,

$$s_3 = 0,9182 + (0,9515 - 0,9182) \frac{258,08 - 253,35}{262,96 - 253,35} = 0,9346 \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}$$

Finalmente, al ser $s_4 = s_3$ y $P_4 = 9 \text{ bar}$, h_{4s} se obtiene interpolando nuevamente. El resultado es $h_{4s} = 275,35 \text{ kJ/kg}$. Con esta información

$$\begin{aligned} \dot{W}_{c, \text{alta}} &= \dot{m}_3(h_{4s} - h_3) = 7,76 \text{ kg/min} (275,35 - 258,08) \text{ kJ/kg} = \\ &= 134,0 \text{ kJ/min} = 2,23 \text{ kW} \end{aligned}$$

(d) El COP viene dado por

$$\text{COP} = \frac{\dot{Q}_{\text{evap}}}{\dot{W}_{c, \text{baja}} + \dot{W}_{c, \text{alta}}} = \frac{5(211)}{175,4 + 134,0} = 3,41$$

donde todos los términos energéticos se expresan en kJ/min.

Comentario. El COP cuando se tiene un compresor de una etapa que funcione entre 1 y 9 bar es 2,89. Por tanto, el COP aumenta en un 18 por 100 cuando la compresión se realiza en dos etapas.

17.4.3. FRIGORÍFICO-CONGELADOR CON DOS EVAPORADORES

En los modernos frigoríficos-congeladores domésticos, la sección del frigorífico se mantiene en torno a unos 2 o 3°C (35 a 38°F), mientras que la sección del congelador se mantiene a unos -18°C (0°F). Esto se consigue utilizando un único evaporador en la parte del congelador. Desde el congelador se transfiere aire frío al frigorífico para mantenerlo a la temperatura deseada. Aunque el método funciona bien, su rendimiento energético es muy malo. La unidad proporciona el enfriamiento a la temperatura del congelador, pero una parte importante del calor extraído se necesita sólo a la temperatura del frigorífico. El COP de un ciclo de refrigeración es inversamente proporcional a $(T_A - T_B)$. Cuanto más bajo sea el valor de T_B utilizado, menor será el COP o el rendimiento energético. Por tanto,

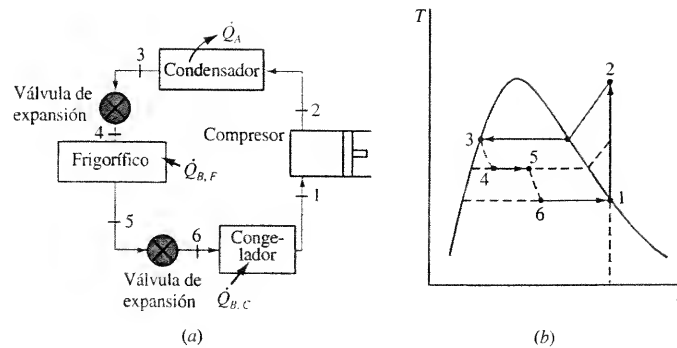


Figura 17.13. Esquema de un ciclo de refrigeración con dos evaporadores.

extraer todo el calor que entra al sistema a la temperatura del congelador constituye una penalización energética para la unidad global.

Un método para mejorar el rendimiento energético consiste en disponer de dos evaporadores para las dos regiones, frigorífico y congelador, manteniendo un único compresor. En la Figura 17.13a se muestra un sistema para realizar lo anterior. Se produce una expansión desde la salida del condensador en el estado 3 hasta una presión intermedia P_4 . A esto le sigue una transferencia de calor $\dot{Q}_{B,F}$ desde la región del frigorífico al refrigerante a la temperatura intermedia del evaporador. Se supone que $P_5 = P_4$. Otra expansión desde el estado 5 al estado 6 baja la temperatura del refrigerante hasta la deseada en el congelador. La transferencia de calor $\dot{Q}_{B,C}$ desde el congelador al refrigerante se realiza en el evaporador de baja temperatura. A esto le sigue un único compresor y un condensador. En el diagrama Ts de la Figura 17.13b se muestra el camino del refrigerante en el ciclo. El ciclo se ha idealizado considerando que al compresor isoentrópico entra vapor saturado, que del condensador sale líquido saturado y que se desprecian las pérdidas por fricción.

17.5. LICUACIÓN Y SOLIDIFICACIÓN DE GASES

En la tecnología moderna es muy importante preparar líquidos a temperaturas por debajo de -75°C (-100°F). En el estudio de las propiedades y el comportamiento de las sustancias a bajas temperaturas, los materiales se sitúan en baños de gases licuados. Las mezclas de gases pueden separarse mediante técnicas de licuación. Por ejemplo, el oxígeno y el nitrógeno líquidos se separan del aire de esta manera, y del mismo modo pueden obtenerse gases raros como el helio. Los gases licuados se utilizan con éxito también como propulsores de motores cohetes. El helio y el hidrógeno líquidos son especialmente útiles en los estudios de investigación del intervalo de temperaturas comprendido entre 2 y 30 K, como los de superconductividad y superfluidez. El estudio siguiente ofrece una breve introducción a los ciclos termodinámicos utilizados en la licuación y en la solidificación de gases.

En la Figura 17.14 se muestra un ciclo sencillo utilizado para licuar gases. El gas de aporte entra en régimen estacionario al sistema en el estado 6 y, después de mezclarse, se comprime el gas hasta una presión y una temperatura elevadas (estado 1). Téngase en cuenta que la compresión mostrada en el diagrama Ts no es isoentrópica. De hecho, en la práctica se utilizan varias etapas con refrigera-

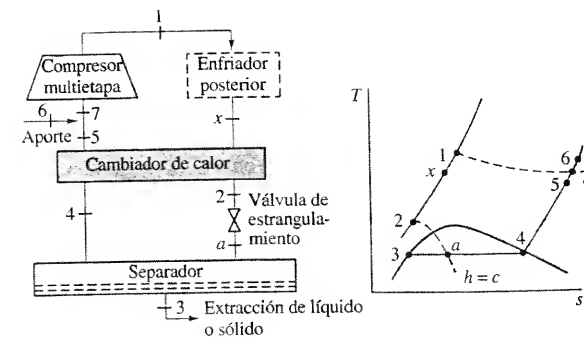


Figura 17.14. Esquema del equipo y diagrama Ts de un ciclo básico de licuación de gases.

ción intermedia, de modo que la compresión se aproxima más al proceso isoterma que al isoentrópico. Antes de experimentar un proceso de estrangulamiento, el gas se enfría hasta el estado 2 pasando por un cambiador de calor a contracorriente de alto rendimiento. (El uso del refrigerador posterior mostrado en la figura se analiza en uno de los párrafos siguientes de este apartado.) A continuación el gas pasa por un dispositivo de estrangulamiento hasta alcanzar el estado a , que debe quedar en la región húmeda (o región sólido-gas) si se produce cambio de fase. El líquido se recoge en el fondo de la cámara de separación como líquido saturado en el estado 3, y el gas restante vuelve de nuevo al cambiador de calor. Como el gas que sale del separador como vapor saturado en el estado 4 puede estar considerablemente más frío que el gas en el estado 1, puede utilizarse con eficacia para enfriar la corriente de gas que pasa del compresor a la válvula de estrangulamiento. El gas que se encuentra ahora en el estado 5 se mezcla con el gas de aporte y se repite el ciclo. El proceso se representa en el diagrama Ts de la Figura 17.14.

Considérese un volumen de control alrededor del cambiador de calor, de la válvula de estrangulamiento y del separador mostrados en la Figura 17.14. Se supone que los tres equipos son adiabáticos y que las variaciones de energías cinética y potencial son despreciables. Por tanto, la ecuación de la energía en régimen estacionario para este volumen de control se reduce a $\sum \dot{m} h_e = \sum \dot{m} h_i$. Supóngase que en el estado 1 entra al volumen de control la unidad de masa y sea y la fracción de líquido o sólido formado en el separador por unidad de masa que entra. Así, utilizando los símbolos de la Figura 17.14, el balance energético se reduce a

$$y h_3 + (1 - y) h_5 = 1(h_1)$$

Resolviendo para obtener y resulta

$$y = \frac{h_5 - h_1}{h_5 - h_3} \quad [17.12]$$

El valor de h_3 queda determinado mediante la presión P_3 en el separador. A la vez, h_5 queda fijado por el diseño del cambiador de calor. La entalpía h_1 se determina mediante T_1 y P_1 ; sin embargo, T_1 queda fijado por el diseño del separador y del cambiador de calor. Por tanto, la presión de salida del compresor P_1 es la variable principal que controla la fracción de gas que se licua o solidifica. Nótese que y aumenta al disminuir el valor de h_1 . Puede demostrarse que el mayor grado

de licuación tiene lugar cuando el valor inicial de P_1 para una temperatura dada del gas que entra al cambiador de calor, es la presión de inversión a esa temperatura.

Una aplicación interesante del dispositivo descrito en la Figura 17.14 es la producción del dióxido de carbono sólido, o hielo seco. En la Figura A.24I se muestra el diagrama Ts del dióxido de carbono. La Figura 17.15 es una representación del camino aproximado del proceso en un diagrama Ts . El dióxido de carbono en condiciones atmosféricas (estado 5) se comprime en varias etapas hasta una presión alta (unos 70 bar o 1.000 psia), representada por el estado 1. A continuación pasa por un cambiador de calor, donde se enfría y se condensa hasta líquido saturado en el estado 2. La temperatura correspondiente en este estado líquido es la temperatura ambiente. El líquido se expandiona en una válvula de estrangulamiento hasta la presión atmosférica en el separador. La mezcla resultante es sólido y gas en el estado b . Los estados de saturación correspondientes son los estados 3 y 4 de la figura. El sólido se forma porque el estado triple del dióxido de carbono corresponde a unas 5 atm y -57°C (-70°F). En consecuencia, el dióxido de carbono líquido no puede existir a 1 atm. La temperatura de sublimación del dióxido de carbono a presión atmosférica es aproximadamente -80°C (-110°F). El dióxido de carbono sólido se forma al enfriar hasta esta temperatura mediante un proceso de estrangulamiento. La fase sólida se prensa en barras y la fase gaseosa del estado 4 con el gas de aporte necesario vuelve al compresor en el estado 5.

Para mejorar el funcionamiento y el rendimiento se realizan modificaciones del ciclo básico. Una consiste en utilizar un refrigerador posterior o un refrigerador previo, que se sitúa entre el compresor y el cambiador de calor. En la Figura 17.14 se indica mediante una caja dibujada en línea de trazos. En la práctica se utiliza un sistema de refrigeración independiente para enfriar previamente el gas cuando pasa por el enfriador posterior. Cualquier dispositivo de refrigeración auxiliar como éste es necesariamente más eficiente al enfriar el gas que la válvula de estrangulamiento, ya que el dispositivo de refrigeración puede hacerse más reversible que el proceso de estrangulamiento.

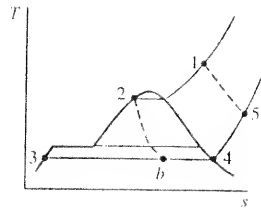


Figura 17.15. Diagrama Ts del ciclo de producción de dióxido de carbono sólido.

17.6. CICLOS DE REFRIGERACIÓN CON GAS

La expansión adiabática de los gases puede utilizarse para producir un efecto de refrigeración. De la manera más simple, se consigue utilizando un ciclo Brayton inverso ideal. La Figura 17.16 es un diagrama Ts del ciclo Brayton inverso ideal. En primer lugar se comprime el gas isoentrópicamente desde el estado 1 al 2, que está a una temperatura relativamente alta comparada con la temperatura ambiente T_0 . A continuación pasa por un cambiador de calor donde, en el límite, el gas puede enfriarse hasta la temperatura ambiente. (En la práctica, el estado 3 puede estar unos 10 grados por encima del valor del ambiente.) El gas entra entonces a un dispositivo adiabático de expansión, como una turbina, donde se obtiene trabajo y el gas se enfría hasta la temperatura T_L , que está considerablemente por debajo de la temperatura T_0 de la región fría. Por tanto, desde la región fría se transfiere calor al gas en un cambiador de calor. En el caso ideal, la temperatura del gas aumentará hasta T_0 , que es también T_1 en el ciclo. Se supone que en el ciclo ideal de refrigeración por gas, el fluido realiza el ciclo de forma internamente reversible. Funcionando en régimen estacionario, en ausencia de variaciones de energías cinética y potencial, el balance energético para cada componente se reduce a

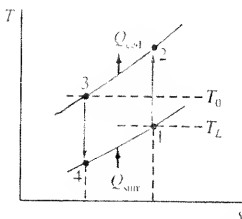


Figura 17.16. Ciclo de refrigeración con gas que utiliza un ciclo de Brayton inverso.

$$q + w = \Delta h$$

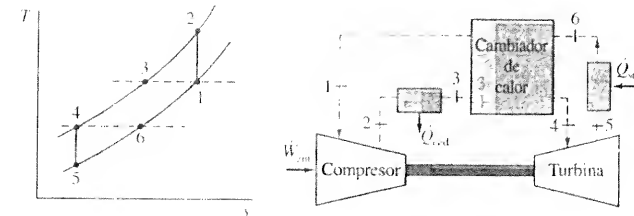


Figura 17.17. Ciclo de refrigeración con gas que utiliza un cambiador de calor (regenerador) interno al ciclo.

Por tanto, las interacciones calor y trabajo de cada componente de la instalación pueden evaluarse en función de las variaciones de entalpía durante el proceso. En el diagrama Ts de la Figura 17.16, el área bajo la curva 4-1 representa el calor extraído de la región fría, el área delimitada por el ciclo 1-2-3-4-1 representa el trabajo neto suministrado y la relación entre estas dos áreas es una medida del COP del dispositivo. En este caso

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{refrig}}}{w_{\text{net, in}}} = \frac{q_{\text{sum}}}{w_{\text{C, comp}} - w_{\text{T, ext}}} = \frac{h_1 - h_4}{h_2 - h_1 - (h_3 - h_4)} \quad [17.13]$$

El ciclo de Brayton inverso tiene como inconveniente la gran variación de temperatura que experimenta el fluido durante los procesos de suministro y cesión de calor. Así, el COP de este ciclo es considerablemente inferior al de la máquina de Carnot inversa que funciona entre las mismas temperaturas T_0 y T_L .

Algunas modificaciones del ciclo de Brayton inverso conducen a aplicaciones útiles de los ciclos de refrigeración con gas. Por ejemplo, en la Figura 17.16 se observa que la temperatura T_1 del fluido, después de recibir calor de la región fría, es inferior a la del estado 3, donde el fluido entra en el dispositivo de expansión. Si el gas en el estado 1 pudiera utilizarse para enfriar el gas por debajo de la temperatura del estado 3, la expansión subsiguiente conduciría a una temperatura inferior a la del estado 4. De esta forma pueden alcanzarse temperaturas extremadamente bajas. Esto se puede conseguir incluyendo en el propio ciclo un cambiador de calor, como se muestra en la Figura 17.17. El calor transferido por el ciclo hacia el exterior es la causa de la caída habitual de temperatura entre el estado 2 y el 3 de la figura. Sin embargo, el regenerador adicional permite que se enfríe más, hasta el estado 4 en el caso ideal. El gas, después de la expansión, recibe calor de la región fría, pasando del estado 5 al 6, y recibe más calor en el cambiador de calor desde el estado 6 al 1. Este uso de los cambiadores de calor internos al ciclo es importante en los procesos de licuación de gases. El ciclo de refrigeración con gas en forma de ciclo abierto se utiliza en aviones, ya que tiene la clara ventaja del peso frente a la refrigeración por compresión de vapor. Existen muchas modificaciones de esta técnica, pero, en general, se comprime aire, se enfría cediendo energía al ambiente y se expande en una turbina. El aire frío que sale de la turbina va directamente a la cabina del avión.

Se propone un ciclo Brayton inverso para trabajar entre $T_0 = 27^\circ\text{C}$ y $T_L = -8^\circ\text{C}$. La compresión y la expansión se producen entre 1 y 3 bar. Determinése (a) las temperaturas máxima y mínima, y (b) el COP.

EJEMPLO 17.6

Solución

Datos. Un ciclo Brayton inverso funciona en las condiciones mostradas en el diagrama Ts de la Figura 17.18.

Incógnitas. (a) T_{\max} y T_{\min} , y (b) COP.

Modelo. Régimen estacionario, procesos internamente reversibles.

Análisis. Para evaluar las temperaturas mínima y máxima y el COP es necesario conocer las entalpías en los distintos puntos del ciclo. Según el enunciado del problema se concluye que $T_3 = T_0$ y $T_1 = T_B$.

(a) De la Tabla A.5 del aire, a $T_1 = -8^\circ\text{C}$ se tiene que $h_1 = 265,1$ kJ/kg y $p_{r1} = 0,900$. El estado 2 se determina teniendo en cuenta que cuando un gas ideal experimenta un proceso isoentrópico,

$$p_{r2} = p_{r1} \frac{P_2}{P_1} = 0,900(3) = 2,70$$

Para este valor de p_r , la tabla del aire indica que $T_{2s} = 363$ K (90°C) y $h_{2s} = 363,6$ kJ/kg. Para el proceso 3-4 se realiza un cálculo análogo. A 27°C , $h_3 = 300,2$ kJ/kg y $p_{r3} = 1,386$. Así, $p_{r4} = 1,386/3 = 0,462$, $T_{4s} = 219$ K (-54°C) y $h_{4s} = 219,0$ kJ/kg. Por tanto, las temperaturas máxima y mínima del ciclo son 90 y -54°C .

(b) Despreciando las variaciones de energías cinética y potencial, a partir del balance energético $q + w = \Delta h$ se calculan el trabajo del compresor, el trabajo de la turbina y el calor extraído de la región fría. Por tanto

$$w_{C,\text{ent}} = h_{2s} - h_1 = 363,6 - 265,1 = 98,5 \text{ kJ/kg}$$

$$w_{T,\text{sal}} = h_3 - h_{4s} = 300,2 - 219,0 = 81,2 \text{ kJ/kg}$$

$$q_{\text{sum}} = h_1 - h_{4s} = 265,1 - 219,0 = 46,1 \text{ kJ/kg}$$

Por tanto,

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{sum}}}{w_{C,\text{ent}} - w_{T,\text{sal}}} = \frac{46,1}{98,5 - 81,2} = 2,66$$

Comentario. El COP es algo alto, ya que no se han contabilizado las irreversibilidades en la turbina, en el compresor ni en otros puntos.

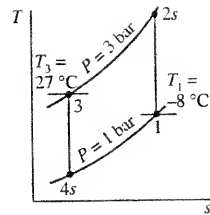


Figura 17.18. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.6.

a temperatura constante y dos procesos a volumen constante. La Figura 17.19, análoga a la Figura 15.50, muestra los diagramas PV y TS del ciclo. Si el ciclo es reversible, entonces las magnitudes de los intercambios de calor se representan mediante áreas en el diagrama TS . Si en el ciclo se incluye un regenerador ideal, las magnitudes de calor Q_{12} y Q_{32} , que son de igual magnitud y signos opuestos, se intercambian entre corrientes fluidas en el interior del dispositivo. Así, las únicas transferencias de calor externas corresponden a los procesos 3-4 y 1-2, a las temperaturas constantes T_B y T_A . Por tanto, el COP de la máquina frigorífica de Stirling es en teoría igual a la del refrigerador de Carnot, es decir, $T_B/(T_A - T_B)$. El COP será bastante pequeño si T_B es pequeño, ya que $T_A - T_B$ será también bastante grande. Por ejemplo, si T_B es 100 K y T_A es 300 K resulta un COP de 0,5. Por tanto, es necesario realizar un trabajo considerable por unidad de calor extraído, comparado con un frigorífico o una unidad de aire acondicionado domésticos.

En la Figura 17.20 se muestra el dispositivo alternativo ideal de refrigeración Stirling. La temperatura baja se obtiene mediante la expansión reversible de un gas en la región E , mientras que el gas se calienta por compresión en la región D . Las partículas del gas oscilan entre dos espacios conectados mediante un regenerador F . El regenerador puede hacerse con un material de alta capacidad térmica. El cilindro A contiene el émbolo regular B y el émbolo de desplazamiento C . El eje del émbolo de desplazamiento pasa por el émbolo B . Considérese que el émbolo se encuentra inicialmente en la posición 1 mostrada en la Figura 17.20. En el ciclo tienen lugar cuatro procesos ideales distintos:

- 1-2: El émbolo B asciende, comprimiendo el gas de la región D . Para mantener el proceso isoterma a la temperatura T_A , durante el proceso de compresión se extrae calor a través de las paredes del cilindro. Es equivalente al proceso 1-2 de la Figura 17.20.
- 2-3: El émbolo de desplazamiento desciende, forzando a una parte del gas a pasar a través del regenerador al espacio E . El gas se enfría al pasar por el regenerador, almacenándose la energía en el material del regenerador. Esto crea un gradiente de temperaturas en el regenerador, la temperatura aumenta de la región E a la D . Como el émbolo B no se mueve, esta transferencia de parte del gas de E a D , con almacenamiento de energía en F , se produce a volumen constante. Esto es lo que corresponde al proceso 2-3.
- 3-4: Los dos émbolos descienden, expansionándose el gas de la región E . El proceso de expansión tendería a enfriar el gas, pero el suministro de calor desde una fuente externa mantiene la temperatura a T_B . Este efecto de extraer calor del exterior a valores muy bajos de T_B constituye el efecto de refrigeración. Por ejemplo, podría licuarse un gas que circule por el exterior de la región E . Este proceso es equivalente al proceso 3-4 de la Figura 17.20.

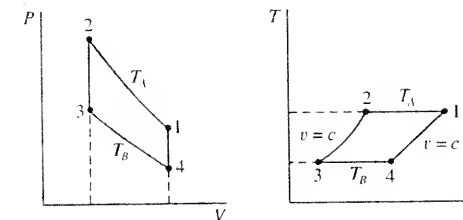


Figura 17.19. Diagramas PV y TS de un ciclo de refrigeración Stirling que utiliza un fluido de trabajo gaseoso.

17.7. CICLO STIRLING DE REFRIGERACIÓN

El logro de temperaturas extremadamente bajas (por debajo de 200 K, o -100°F) se suele conseguir mediante tres métodos bien definidos:

1. Vaporización de un líquido.
2. Efecto de Joule Thomson mediante una expansión isoentálpica.
3. Expansión adiabática en un dispositivo con obtención de trabajo.

Desde el comienzo de la década de los cincuenta se ha realizado un esfuerzo considerable para desarrollar en la práctica un dispositivo de refrigeración basado en el ciclo Stirling. (Véase el Apartado 15.14.2 sobre el estudio del motor térmico de Stirling.) Se ha probado que los dispositivos que emergen de este trabajo son útiles en el intervalo de temperatura que va de 100 a 200 K. No son muy abundantes los métodos para mantener las temperaturas en todo este intervalo. Como se hizo constar en el Apartado 15.14.2, el ciclo Stirling se compone de dos procesos

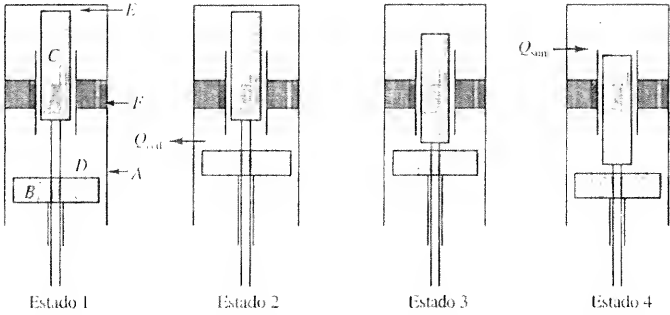


Figura 17.20. Posiciones relativas de los émbolos regular y de desplazamiento en un dispositivo alternativo del ciclo ideal de refrigeración Stirling.

4-1: Finalmente, el émbolo de desplazamiento C asciende hasta su posición inicial, forzando al gas a pasar de la región E a la D. Al pasar por el regenerador desde el lado frío al caliente, el gas se recalienta. Este proceso interno de suministro de calor corresponde al proceso 4-1. Téngase en cuenta que el gradiente de temperaturas en el regenerador hace que la transferencia de calor interna entre el gas y el material del regenerador sea reversible.

Existen discrepancias entre la teoría y la práctica. En primer lugar, todo el gas contenido en el sistema no sigue el camino del proceso mostrado en la Figura 17.19. Una fracción importante del gas permanece en las regiones D o E. Por tanto, en los diagramas TS y PV del dispositivo real no se puede representar claramente el proceso. En cualquier instante el sistema no es homogéneo y no puede representarse por un único estado. Partículas de gas distintas describen ciclos diferentes. En segundo lugar, es difícil llevar a cabo los sencillos desplazamientos de los émbolos descritos anteriormente, ya que se realizan de manera discontinua. En el dispositivo real, los movimientos alternativos de los émbolos serían armónicos. Para aproximarse más al ciclo teórico, los émbolos de desplazamiento y regular se desfasan un ángulo ϕ (sobre el mismo eje), de modo que la fase de la región de compresión D tiene un retardo respecto a la de la expansión E. Esta solución de compromiso tiende a confundir todavía más los cuatro pasos del ciclo teórico.

Entre las muchas aplicaciones del ciclo de refrigeración Stirling se incluyen:

- 1. Refrigeración de equipos electrónicos e imanes de investigación superconductores.
- 2. Secado de materiales por congelación.
- 3. Refrigeración previa para la producción de hidrógeno y helio líquidos.
- 4. Licuadores de aire.
- 5. Separación de gases, por ejemplo, generador de nitrógeno líquido a partir de aire.

17.8. REFRIGERACIÓN POR ABSORCIÓN

En los sistemas de refrigeración, la energía extraída de la región fría finalmente debe expulsarse a otra región que se encuentra a una temperatura considerablemente mayor. Esta segunda región suele ser el ambiente circundante. Para llevar

a cabo el proceso de cesión de calor, la temperatura del fluido en el ciclo de refrigeración debe elevarse hasta un valor superior al del ambiente. En los ciclos de refrigeración por compresión de vapor, analizados en el Apartado 17.2, la temperatura del vapor que sale del evaporador se eleva mediante el proceso de compresión. El trabajo necesario en un proceso de compresión ideal en régimen estacionario viene dado por la integral de $v dP$. Los límites de la presión en la integral están fijados por las temperaturas de saturación necesarias en el evaporador y en el condensador del ciclo. Una vez determinado el intervalo de presiones para un refrigerante dado, la variable principal que controla el trabajo de entrada es el volumen específico del fluido. En un ciclo de refrigeración por compresión de vapor, el valor de v es relativamente grande, ya que durante el proceso de compresión el fluido se encuentra en la región de vapor sobrecalentado. Por tanto, el trabajo de entrada es relativamente grande. Una forma de evitar este inconveniente consiste en diseñar un ciclo de refrigeración en el que el fluido sea líquido durante el proceso de compresión. El trabajo de entrada será entonces significativamente menor.

La técnica de refrigeración por absorción se basa en esta aproximación. Sin embargo, para conseguirlo, el ciclo global se hace físicamente más complejo. Además, es necesario utilizar una mezcla binaria, como amoníaco con agua o bromuro de litio con agua, como fluido que circula por una parte del ciclo en lugar del componente único utilizado habitualmente en el ciclo de compresión de vapor. Los fluidos con dos componentes tienen una característica importante que se debe reconocer. Cuando en el equilibrio están presentes dos fases, la composición de un componente dado no es la misma en las dos fases. La fase vapor contendrá más del componente más volátil a la temperatura dada. Por ejemplo, considérese una mezcla amoníaco-agua. A 43°C (110°F), la presión de saturación del amoníaco es 17 bar (247 psia) mientras que la del agua es 0,09 bar (1,3 psia). Por tanto, el amoníaco tiene una tendencia a evaporarse mucho mayor que la del agua a una temperatura dada. Así, en una disolución amoníaco-agua, la fase vapor contiene mucho más amoníaco (es más rica en amoníaco) que la fase líquida en equilibrio con ella. Este hecho tiene una gran importancia al establecer los balances másico y energético en los equipos de refrigeración por absorción.

En la Figura 17.21 se muestra un esquema del ciclo simple de refrigeración por absorción. En la parte izquierda del diagrama se puede observar un condensador, una válvula de estrangulamiento y un evaporador. Estos tres dispositivos se utilizan también en el ciclo convencional de compresión de vapor, como se ha mostrado anteriormente en la Figura 17.2. Sin embargo, el compresor de ese ciclo se sustituye por cuatro dispositivos: una cámara de absorción, una bomba, un

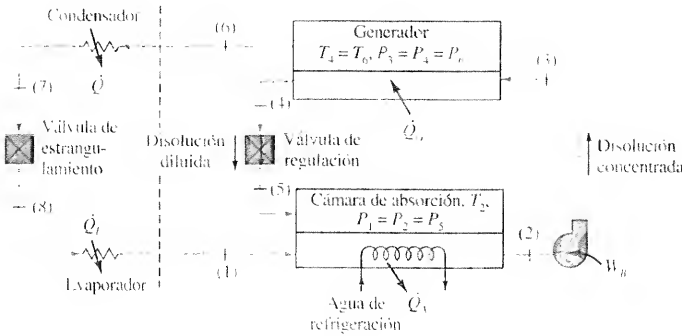
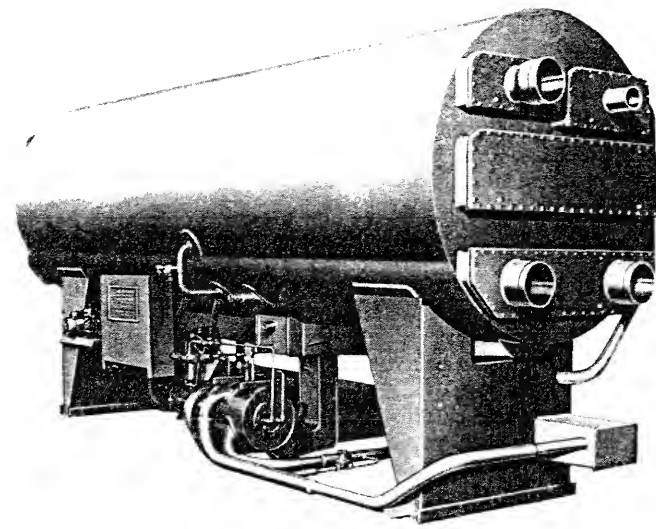


Figura 17.21. Esquema de un ciclo simple de refrigeración por absorción.



Fotografía 17.3. Refrigerador por absorción de una etapa utilizado para líquidos (100-1.600 ton) que utiliza vapor de agua como fuente de energía térmica y $\text{H}_2\text{O-LiBr}$ como pareja refrigerante-absorbente. (Cortesía de The Trane Company.)

generador y una válvula. En este estudio se consideran amoníaco y agua como los dos componentes del ciclo. Del evaporador sale básicamente amoníaco puro en el estado 1, que entra en la cámara de absorción. El medio absorbente es una disolución diluida (baja concentración) de amoníaco y agua que entra continuamente en el estado 5. El proceso de absorción libera energía y, por tanto, para mantener la disolución a temperatura constante es necesario que circule agua de refrigeración por la cámara de absorción. La temperatura del fluido absorbente debe mantenerse lo más baja posible, ya que la cantidad de refrigerante puro (amoníaco) que puede absorberse decrece al aumentar la temperatura. No obstante, para que la transferencia de calor sea efectiva, la cámara de absorción debe funcionar a 10 o 20 grados por encima de la temperatura del agua de refrigeración. El líquido que sale de la cámara de absorción en el estado 2 es una disolución rica o concentrada (alta concentración de amoníaco). Esta mezcla líquida binaria se comprime con una bomba hasta el estado 3, que está a la presión deseada en el condensador.

El aumento de temperatura de la mezcla binaria debido al trabajo de la bomba suele ser pequeño. Así, la disolución concentrada es líquido subenfriado cuando entra al generador mostrado en la Figura 17.21. En el generador es necesario añadir un calor \dot{Q}_g para calentar el líquido que entra hasta la temperatura de saturación y extraer de la disolución una parte del amoníaco. El amoníaco casi puro pasa al condensador en el estado 6 y finalmente regresa a la cámara de absorción en el estado 1. La disolución diluida que queda en el generador (estado 4) entra en una válvula de regulación, que baja la presión de la disolución hasta la de la cámara de absorción. Se mezcla con la disolución que queda en la cámara de absorción y el vapor frío procedente del evaporador se añade a la disolución líquida total. La disolución concentrada se enfría como antes y se repite el ciclo. Así, la disolución amoníaco-agua realiza un ciclo pasando por la cámara de absorción, la bomba, el generador y la válvula y sirve meramente como medio de transporte para el refrigerante, que es el amoníaco. Obsérvese que el dispositivo de refrigeración por absorción requiere una fuente de calor externa para generar

el vapor de refrigerante. Por tanto, la refrigeración por absorción es especialmente atractiva cuando se dispone de una fuente de energía térmica de baja temperatura (100 a 200 °C, o 200 a 400 °F). La refrigeración por absorción se suele utilizar para el acondicionamiento de aire junto con sistemas de calefacción colectiva. Cuando se dispone de vapor de agua a baja presión, se puede utilizar un refrigerador por absorción como el mostrado en la Fotografía 17.3 para obtener agua fría.

En la práctica los equipos de refrigeración por absorción tienen al menos dos modificaciones que no se muestran en la Figura 17.21. En primer lugar, es necesario calentar la disolución concentrada fría en el estado 3 antes de que entre en el generador y es necesario enfriar la disolución diluida caliente en el estado 4 antes de que entre en la cámara de absorción. Por tanto, se sitúa un cambiador de calor entre la cámara de absorción y el generador que permite transferir calor de la disolución diluida a la concentrada. En segundo lugar, una exigencia fundamental es que el amoníaco que sale del generador debe estar libre de agua cuando pasa por el circuito condensador-válvula de estrangulamiento-evaporador. Cualquier traza de agua se congelará en la válvula de expansión y en el evaporador. Para ello, el vapor que sale del generador pasa por un dispositivo denominado rectificador antes de entrar al condensador. El rectificador separa cualquier residuo de vapor de agua de la corriente de vapor que sale del generador y devuelve el agua al generador.

17.9. ANÁLISIS EXERGÉTICO DEL CICLO DE REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE VAPOR

Los análisis exergéticos se utilizan para poner de manifiesto la magnitud de las irreversibilidades de los procesos. Con esta base se pueden realizar mejoras en los diseños existentes o propuestos. En este apartado se analizan las irreversibilidades internas y externas del ciclo de refrigeración por compresión de vapor. En la Figura 17.22 se muestran el esquema de la instalación y el diagrama Ts del ciclo de refrigeración por compresión de vapor con un compresor irreversible. El balance energético por unidad de masa en régimen estacionario es

$$q + w = \Delta h + \Delta e_c + \Delta e_p$$

Utilizando para los distintos estados la notación de la Figura 17.22, pueden escribirse las relaciones siguientes para el compresor, el condensador, la válvula de estrangulamiento y el evaporador respectivamente.

$$q_c + w_c = h_2 - h_1 \quad q_{\text{cond, ced}} = h_3 - h_2 \quad h_3 = h_4 \quad q_{\text{evap}} = h_1 - h_4$$

donde se han despreciado las variaciones de energías cinética y potencial. Los balances exergéticos para los cuatro procesos escritos en forma entrada/salida son

$$\psi_1 + w_c = \psi_2 - \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + i_c \quad (\text{compresor}) \quad [17.14a]$$

$$\psi_2 = \psi_3 - \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + i_{\text{cond}} \quad (\text{condensador}) \quad [17.14b]$$

$$\psi_3 = \psi_4 + i_{\text{válvula}} \quad (\text{estrangulamiento}) \quad [17.14c]$$

$$\psi_4 = \psi_1 - \sum_j q_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j} \right) + i_{\text{evap}} \quad (\text{evaporador}) \quad [17.14d]$$

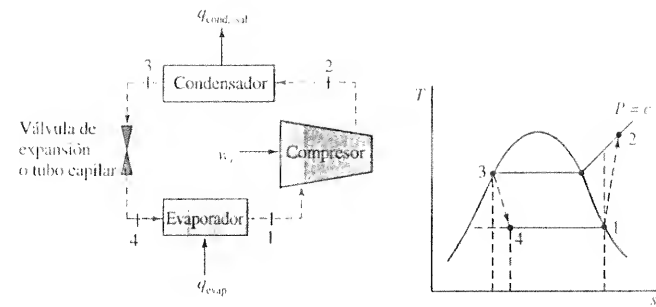


Figura 17.22. Esquema de la instalación y diagrama Ts de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor.

El rendimiento exergético del ciclo viene dado por

$$\eta_{\text{refrig}} = \frac{-\phi_{Q_{\text{evap}}}}{w_c} \quad [17.15]$$

En el compresor se ha incluido el término $q/(1 - T_0/T_i)$ para contabilizar la transferencia de calor si existiese. Se supone que la corriente en las líneas que conectan los dispositivos es adiabática y sin fricción. El ejemplo siguiente muestra los análisis energético y exergético aplicados a un ciclo de refrigeración por compresión de vapor no ideal.

EJEMPLO 17.7

Al compresor de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor entra refrigerante 134a saturado a 0,20 MPa y sale del condensador como líquido saturado a 0,80 MPa. La temperatura del vapor que sale del compresor irreversible es 43,2 °C y la temperatura ambiente es 25 °C. Determinense las variaciones de energía y exergía y las irreversibilidades a lo largo del ciclo, así como el rendimiento exergético.

Solución

Datos. El ciclo de refrigeración por compresión de vapor con los datos mostrados en la Figura 17.23.

Incógnitas. Energía, exergía e irreversibilidad en las distintas partes del ciclo, y el rendimiento exergético.

Modelo. Régimen estacionario, compresor irreversible, variaciones de energías cinética y potencial despreciables.

Análisis. En la Tabla 17.1 se resumen los valores de las propiedades principales de las Tablas A.16 a A.18 de los cuatro estados del ciclo y del estado muerto. Los valores de ψ se calculan a partir de los valores de h y s . Despreciando las variaciones de las energías cinética y potencial, el balance energético en régimen estacionario es $q + w = \Delta h$. Aplicado al compresor, al condensador y al evaporador

$$\begin{aligned} w_c &= h_2 - h_1 = 277,08 - 241,30 = 35,78 \text{ kJ/kg} \\ q_{\text{cond,cond}} &= h_3 - h_2 = 93,42 - 277,08 = -183,66 \text{ kJ/kg} \\ q_{\text{evap}} &= h_1 - h_4 = 241,30 - 93,42 = 147,88 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

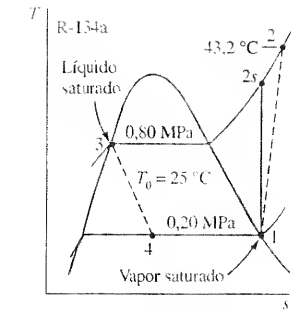


Figura 17.23. Diagrama Ts con los datos del Ejemplo 17.7.

Tabla 17.1. Valores de las propiedades en un ciclo de refrigeración por compresión de vapor

Estado	T_i , °C	P_i , MPa	h_i , kJ/kg	s_i , kJ/kg · K	ψ_i , kJ/kg
1	-10,09	0,20	241,30	0,9253	18,28
2	43,18	0,80	277,08	0,9481	47,26
3	31,33	0,80	93,42	0,3459	43,15
4	-10,09	0,20	93,42	0,3632	37,99
0	25,00	0,10	274,39	1,0976	0,00

El compresor se supone adiabático y la suma para el ciclo de los últimos tres términos es cero. La única información importante que se obtiene es

$$\text{COP} = \frac{q_{\text{evap}}}{w_c} = \frac{147,88}{35,78} = 4,13$$

La evaluación de la exergía realizado en la Tabla 17.2 conduce a algunos puntos interesantes. En primer lugar, si se supone que no existe fricción en el condensador, de modo que $i_{\text{cond}} = 0$, entonces el balance exergético dado por la Ecuación [17.14b] resulta

$$\sum_i q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right) = \phi_{Q_{\text{evap}}} = \psi_1 - \psi_2 = -4,11 \text{ kJ/kg}$$

Así, el sentido tanto de q como de $\phi_{Q_{\text{evap}}}$ es tal que ambos salen del condensador. En el caso de que no exista fricción en el evaporador

$$\sum_i q_i \left(1 - \frac{T_0}{T_i} \right) = \phi_{Q_{\text{evap}}} = \psi_2 - \psi_1 = -19,71 \text{ kJ/kg}$$

Así, la transferencia de exergía es negativa mientras que q es positivo. En la frontera del evaporador, q y $\phi_{Q_{\text{evap}}}$ tienen sentidos opuestos. Esto no resulta extraño si se recuerda el estudio del Apartado 9.3.3 sobre la exergía asociada a la transferencia de calor. Cuando la temperatura del sistema T es menor que T_0 , el sistema *pierde* exergía cuando se le suministra calor.

La Tabla 17.2 indica que las irreversibilidades en el compresor y en el dispositivo de estrangulamiento son del mismo orden de magnitud. Si en la corriente que pasa por el condensador existiesen irreversibilidades, entonces $\Delta\psi$ sería una medida tanto de i como de $\phi_{Q_{\text{evap}}}$ en el condensador. Del mismo modo, si en la corriente del evaporador existiesen irreversibilidades, $\Delta\psi$ mediría la suma de la destrucción y la transferencia de exergía. Finalmente, el rendimiento exergético en este ejemplo es

$$\eta_{\text{refrig}} = \frac{-\phi_{Q_{\text{evap}}}}{w_c} = \frac{19,71}{35,78} = 0,55$$

Tabla 17.2. Evaluación de exergía para un ciclo de refrigeración por compresión de vapor

Proceso	q	w	$\Delta\psi$	i
Compresor	—	35,78	28,98	6,80
Condensador	-183,66	—	-4,11	—
Válvula de estrangulamiento	—	—	-5,16	5,16
Evaporador	147,88	—	-19,71	—
Total	-35,78	35,78	0,00	11,96

Todos los valores en kJ/kg

El estudio y el ejemplo numérico anteriores consideran irreversibilidades únicamente en el propio dispositivo. Para simplificar el análisis se han despreciado las pérdidas en el evaporador y el condensador. Aunque se acepte este modelo, es necesario considerar las irreversibilidades externas a estos dos dispositivos debido a la transferencia de calor irreversible. Así, se supondrá que la fuente térmica con la que va a intercambiar calor el fluido del evaporador es la región fría refrigerada, que se encuentra a temperatura constante $T_{\text{fría}}$. En primer lugar, el balance general de exergía en régimen estacionario es

$$i_{\text{tot}} = w_{\text{real}} + \psi_{\text{ent}} - \psi_{\text{sal}} + q_F \left(1 - \frac{T_0}{T_F} \right) \quad [17.16]$$

donde i_{tot} incluye tanto las irreversibilidades internas como las externas debidas a la transferencia de calor hacia o desde una región exterior que se encuentra a temperatura constante T_F . Cuando se aplica al proceso de transferencia de calor en el evaporador sin fricción en la corriente

$$i_{Q, \text{evap}} = \psi_{\text{ent}} - \psi_{\text{sal}} + q_{\text{evap}} \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{fría}}} \right) \quad [17.17]$$

Esta ecuación es equivalente a la de i_Q para el proceso de transferencia de calor entre el refrigerante y la región fría.

Cuando la Ecuación [17.16] se aplica al proceso de transferencia de calor en el condensador, se reduce a

$$i_{Q, \text{cond}} = \psi_{\text{ent}} - \psi_{\text{sal}} = h_{\text{ent}} - h_{\text{sal}} - T_0(s_{\text{ent}} - s_{\text{sal}}) \quad [17.18]$$

No aparece el término de las fuentes térmicas, como en el evaporador, ya que el calor extraído se cede a la atmósfera.

EJEMPLO 17.8

Reconsidérese el ciclo de refrigeración por compresión de vapor analizado en el Ejemplo 17.7. Las presiones en el evaporador y en el condensador son 0,20 y 0,80 MPa respectivamente. Si la región fría se mantiene a 0 °C, determínense las irreversibilidades en los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador. Compárense estos valores con los del compresor y el dispositivo de estrangulamiento calculados en el Ejemplo 17.7.

Solución

Datos. Ciclo de refrigeración por compresión de vapor con irreversibilidades debidas a la transferencia de calor, como se muestra en la Figura 17.24.

Incógnitas. i_Q en el evaporador y en el condensador.

Modelo. Estacionario, se desprecian variaciones de energías cinética y potencial.

Análisis. Utilizando las Tablas 17.1 y 17.2, la irreversibilidad del proceso de transferencia de calor en el evaporador, según la Ecuación [17.17] es

$$\begin{aligned} i_{Q, \text{evap}} &= \psi_4 - \psi_1 + q_{\text{evap}} \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{fría}}} \right) = \\ &= 37,99 - 18,28 + 147,88 \left(1 - \frac{298,15}{273,15} \right) = 19,71 - 13,53 = 6,18 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

Para el calor transferido en el condensador, la Ecuación [17.8] conduce a

$$i_{Q, \text{cond}} = \psi_2 - \psi_3 = 47,26 - 43,15 = 4,11 \text{ kJ/kg}$$

Comentario. Estos valores de las irreversibilidades de 6,18 y 4,11 kJ/kg en el evaporador y en el condensador, respectivamente, son comparables con los valores de 6,80 y 5,16 kJ/kg en el compresor y en la válvula de estrangulamiento, respectivamente. Por tanto, las irreversibilidades en los cuatro dispositivos son del mismo orden de magnitud. Para reducir las irreversibilidades en los procesos de transferencia de calor es necesario que las diferencias de temperatura sean menores en cada caso.

17.10. RESUMEN

Un ciclo de refrigeración por compresión de vapor consta de cuatro procesos: (1) compresión isentrópica desde un estado de vapor saturado, (2) cesión de calor internamente reversible, a presión constante hasta que se alcanza el estado de líquido saturado, (3) proceso de estrangulamiento hasta la presión inicial, y (4) evaporación internamente reversible a presión constante. El flujo de calor transferido desde el espacio refrigerado se denomina *capacidad de refrigeración* del ciclo. Las irreversibilidades en el compresor aumentan el trabajo de entrada necesario y disminuyen el COP.

La necesidad de mantener una diferencia de temperaturas finita para el intercambio de calor en el evaporador y el condensador constituye otra forma de irreversibilidades que disminuyen el COP. El sobrecalentamiento del fluido antes de entrar al compresor aumentará ligeramente el trabajo del compresor. El subenfriamiento del refrigerante al salir del condensador tiene un efecto positivo en la capacidad de refrigeración para un flujo másico dado. El ciclo de refrigeración puede utilizarse también para suministrar energía a un edificio cuando funciona como bomba térmica.

Entre las variaciones del ciclo básico de refrigeración por compresión de vapor se incluyen los sistemas en cascada y la compresión multietapa. Un sistema en cascada que consta de dos o más ciclos en serie se utiliza cuando con un único refrigerante no se puede conseguir el intervalo requerido de temperaturas y presiones de saturación. La compresión multietapa es un método para disminuir el trabajo de entrada al ciclo escalonando el proceso de compresión con refrigeración intermedia entre etapas. Otra variación del ciclo básico consiste en emplear evaporadores separados para la región de comida fresca y la región del congelador.

La refrigeración con ciclo de gas y por absorción son dos alternativas a la refrigeración mecánica por compresión de vapor. Dos ciclos importantes de refrigeración con gas son el ciclo inverso de la turbina de gas (Brayton) y el ciclo Stirling. El ciclo de refrigeración por absorción se ha diseñado para reducir en gran medida o eliminar la necesidad del compresor. Se consigue suministrando calor para llevar a cabo el ciclo de refrigeración.

PROBLEMAS

- En un ciclo de refrigeración que sigue el ciclo inverso de Carnot y funciona entre 2 y 8 bar se utiliza refrigerante 134a como fluido de trabajo. En el condensador el fluido pasa de vapor saturado a líquido saturado. Determínese (a) el COP, (b) la calidad del fluido que sale del evaporador, (c) el trabajo suministrado al compresor, en kJ/kg, y (d) el flujo másico si en el evaporador se suministran 120 kJ/min.
- Una máquina frigorífica funciona según un ciclo inverso de Carnot entre unas temperaturas del evaporador y del condensador de -4 y 32 °C

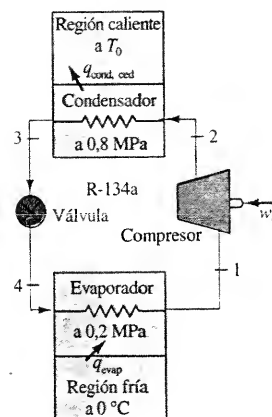


Figura 17.24. Esquema del equipo y datos del Ejemplo 17.8.

respectivamente. El fluido de trabajo es refrigerante 134a que pasa de vapor saturado a líquido saturado al atravesar el condensador. Determinése (a) el COP, (b) la calidad del fluido al finalizar el proceso de expansión, (c) el trabajo suministrado al compresor, en kJ/kg, y (d) el flujo másico necesario si la potencia de entrada al compresor es 2 kW.

- 17.3. Una máquina frigorífica funciona según un ciclo inverso de Carnot entre unas temperaturas del evaporador y del condensador de 0 y 28 °C respectivamente. El fluido de trabajo es refrigerante 134a que pasa de vapor saturado a líquido saturado al atravesar el condensador. Determinése (a) el COP, (b) la calidad del fluido al finalizar el proceso de expansión, (c) el trabajo de entrada al compresor, en kJ/kg, y (d) el flujo másico necesario, en kg/min, si el calor suministrado al fluido en el evaporador es 150 kJ/min.
- 17.41. En un ciclo de refrigeración que sigue el ciclo inverso de Carnot y funciona entre 40 y 160 psia se utiliza refrigerante 134a como fluido de trabajo. En el condensador el fluido pasa de vapor saturado a líquido saturado. Determinése (a) el COP, (b) la calidad del fluido que sale del evaporador, (c) el trabajo de entrada al compresor, en Btu/lb_m, y (d) el flujo másico si en el evaporador se suministra un flujo de calor 160 Btu/min.
- 17.51. Una máquina frigorífica funciona según un ciclo inverso de Carnot entre unas temperaturas del evaporador y del condensador de 0 y 100 °F, respectivamente. El fluido de trabajo es refrigerante 134a que pasa de vapor saturado a líquido saturado al atravesar el condensador. Determinése (a) el COP, (b) la calidad del fluido al finalizar el proceso de expansión, (c) el trabajo de entrada al compresor, en Btu/lb_m, y (d) el flujo másico necesario, en lb_m/min si el calor suministrado al fluido en el evaporador es 150 Btu/min.

CICLO DE REFRIGERACIÓN POR COMPRESIÓN DE VAPOR

- 17.6. Al compresor de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor ideal entra refrigerante 134a como vapor saturado a 1,6 bar. A la válvula de expansión entra líquido saturado a 7 bar. Para el equipo de 5 ton, determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, (b) el COP, y (c) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios.
- 17.7. Modifíquese el compresor isentrópico del Problema 17.6 de modo que tenga un rendimiento adiabático del 80,2 por 100. Para el equipo de 5 ton, determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, (b) el COP, (c) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios, y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.
- 17.8. Un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor utiliza refrigerante 134a y funciona entre 1,8 y 9 bar. Al entrar al compresor el fluido es vapor saturado. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) el desplazamiento efectivo del compresor, en L/min, para un sistema de refrigeración de 7 ton, y (d) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios.
- 17.9. Modifíquese el compresor isentrópico del Problema 17.8 de modo que tenga un rendimiento adiabático del 78,2 por 100. Determinése

(a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios, y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.

- 17.10. Las presiones en el evaporador y en el condensador de una planta de refrigeración de 4 ton que funciona con refrigerante 134a son 0,20 y 0,80 MPa. En el ciclo ideal el fluido entra al compresor como vapor saturado y no hay subenfriamiento en el condensador. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) el desplazamiento efectivo, en L/min, y (d) la potencia de entrada, en kilovatios.
- 17.11. Modifíquese el compresor isentrópico del Problema 17.10 de modo que tenga un rendimiento adiabático del 75,9 por 100. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) la potencia de entrada, en kilovatios, y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.
- 17.12. Las presiones en el evaporador y en el condensador de una planta de refrigeración que funciona con refrigerante 134a son 0,14 y 0,90 MPa, respectivamente, y el flujo másico es de 5 kg/min. En el ciclo ideal el fluido entra al compresor como vapor saturado y no hay subenfriamiento en el condensador. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) el desplazamiento efectivo, en L/min, (d) la potencia de entrada, en kW, y (e) el número de ton de refrigeración.
- 17.13. Modifíquese el compresor isentrópico del Problema 17.12 de modo que tenga un rendimiento adiabático del 83,2 por 100. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) la potencia de entrada, en kilovatios, y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.
- 17.14. Un flujo volumétrico de 1,2 m³/min de refrigerante 134a entra al compresor de un sistema de refrigeración por compresión de vapor como vapor saturado a -16 °C. El refrigerante sale del condensador como líquido saturado a 9 bar. Determinése (a) la potencia del compresor, en kW, (b) la capacidad de refrigeración, en ton, y (c) el COP.
- 17.15. Modifíquese el compresor del Problema 17.14 de modo que su temperatura de salida real sea 50 °C. Determinése (a) la potencia del compresor, en kW, (b) el COP, (c) el rendimiento adiabático del compresor, y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.
- 17.161. Al compresor de un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor entra refrigerante 134a como vapor saturado a 20 psia. A la válvula de expansión entra líquido saturado a 160 psia. Para el equipo de 5 ton, determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Fahrenheit, (b) el COP, y (c) la potencia de entrada al compresor, en hp.
- 17.171. Modifíquese el compresor isentrópico del Problema 17.161 de modo que tenga un rendimiento adiabático del 78 por 100. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Fahrenheit, (b) el COP, (c) la potencia necesaria para mover el compresor, en hp, y la producción de entropía, en Btu/lb_m · °R, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.

- 17.18I. Un ciclo ideal de refrigeración por compresión de vapor utiliza refrigerante 134a y funciona entre 40 y 180 psia. Al entrar al compresor el fluido es vapor saturado. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Fahrenheit, (b) el COP, (c) el desplazamiento efectivo del compresor, en ft^3/min para un sistema de refrigeración de 6 ton, y (d) la potencia de entrada al compresor, en hp.
- 17.19I. Modifíquese el compresor isoentrópico del Problema 17.18I de modo que tenga un rendimiento adiabático del 83 por 100. Determinése (a) la temperatura del fluido al salir del compresor, en grados Fahrenheit, (b) el COP, (c) la potencia de entrada al compresor, en hp, y la producción de entropía, en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.

INFUENCIA DE LAS DIFERENCIAS FINITAS DE TEMPERATURAS

- 17.20. Reconsidérese el Problema 17.7 con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 1,2 bar. Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 8 bar. La temperatura de la región fría es la correspondiente a una presión de saturación del refrigerante de 1,6 bar. Determinése, con relación al Problema 17.7, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.
- 17.21. Reconsidérese el Problema 17.9 con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 1,4 bar. Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 10 bar. La temperatura de la región fría es la correspondiente a una presión de saturación del refrigerante de 1,8 bar. Determinése, con relación al Problema 17.9, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.
- 17.22. Reconsidérese el Problema 17.11 con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 0,14 MPa. Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 0,90 MPa. La temperatura de la región fría es la correspondiente a una presión de saturación del refrigerante de 0,20 MPa. Determinése, con relación al Problema 17.11, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.
- 17.23. Reconsidérese el Problema 17.13 con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 0,1 MPa.

Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 1,2 MPa. La temperatura de la región fría es la correspondiente a una presión de saturación del refrigerante de 0,14 MPa. Determinése, con relación al Problema 17.13, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.

- 17.24. Modifíquese el Problema 17.20 con la condición de que el rendimiento adiabático del compresor sea del 78 por 100. Determinése con esta nueva restricción (a) la temperatura de salida del compresor, en grados Celsius, (b) el tanto por ciento de variación del COP respecto al del Problema 17.20, y (c) la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor y en el proceso de estrangulamiento.
- 17.25. Modifíquese el Problema 17.21 con la condición de que el rendimiento adiabático del compresor sea del 76 por 100. Determinése con esta nueva restricción (a) la temperatura de salida del compresor, en grados Celsius, (b) el tanto por ciento de variación del COP respecto al del Problema 17.21, y (c) la producción de entropía, en $\text{kJ}/\text{kg} \cdot \text{K}$, en el compresor y en el proceso de estrangulamiento.
- 17.26I. Reconsidérese el Problema 17.17I con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 15 psia. Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 200 psia. Los datos restantes son los mismos. Determinése, con relación al Problema 17.17I, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.
- 17.27I. Reconsidérese el Problema 17.19I con las condiciones siguientes. Para permitir que exista una diferencia finita de temperatura entre la región fría y el fluido del evaporador, se hace que éste funcione a 30 psia. Del mismo modo, la presión del fluido en el condensador se eleva a 200 psia. Los datos restantes son los mismos. Determinése, con relación al Problema 17.19I, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración, y (c) el COP. A continuación (d) determinése la producción de entropía, en $\text{Btu}/\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$, en el compresor, en el dispositivo de estrangulamiento y la asociada a los procesos de transferencia de calor en el evaporador y en el condensador.

INFLUENCIA DEL SOBRECALENTAMIENTO Y EL SUBENFRIAMIENTO

- 17.28. Reconsidérese el Problema 17.6 con las condiciones siguientes. El refrigerante sale del evaporador a 1,6 bar y 0°C y sale del condensador a 7 bar y 20°C . Determinése, con relación al ciclo del Problema 17.6, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración para el mismo flujo másico.

- 17.29. Reconsidérese el Problema 17.8 con las condiciones siguientes. El refrigerante sale del evaporador a 1,8 bar y 0 °C y sale del condensador a 9 bar y 28 °C. Determinése, con relación al ciclo del Problema 17.8, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración para el mismo flujo másico.
- 17.30. Reconsidérese el Problema 17.10 con las condiciones siguientes. (a) El refrigerante sale del condensador como líquido saturado a 0,80 MPa y la presión en el evaporador es 0,20 MPa. Con relación al Problema 17.10, determinése el tanto por ciento de variación del trabajo del compresor para unas temperaturas de entrada al compresor de (1) 0 °C, y (2) 10 °C. (b) El refrigerante entra al compresor como vapor saturado a 0,20 MPa y la presión en el condensador es 0,80 MPa. Con relación al Problema 17.10, para el mismo flujo másico, determinése el tanto por ciento de variación de la capacidad de refrigeración si el fluido entra al dispositivo de estrangulamiento a (1) 26 °C, y (2) 24 °C.
- 17.31. Reconsidérese el Problema 17.12 con las condiciones siguientes. (a) El refrigerante sale del condensador como líquido saturado a 9 bar y la presión en el evaporador es 1,4 bar. Con relación al Problema 17.12, determinése el tanto por ciento de variación del trabajo del compresor para unas temperaturas de entrada al compresor de (1) -10 °C, (2) 0 °C, y (3) 10 °C. (b) El refrigerante entra al compresor como vapor saturado a 1,4 bar y la presión en el condensador es 9 bar. Con relación al Problema 17.12, para el mismo flujo másico, determinése el tanto por ciento de variación de la capacidad de refrigeración si el fluido entra al dispositivo de estrangulamiento a (1) 34 °C, (2) 32 °C, y (3) 28 °C.
- 17.321. Reconsidérese el problema 17.161 con las condiciones siguientes. El refrigerante sale del evaporador a 20 psia y 10 °F y sale del condensador a 160 psia y 100 °F. Determinése, con relación al ciclo del Problema 17.161, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración para el mismo flujo másico.
- 17.331. Reconsidérese el problema 17.181 con las condiciones siguientes. El refrigerante sale del evaporador a 40 psia y 40 °F y sale del condensador a 180 psia y 110 °F. Determinése, con relación al ciclo del Problema 17.181, el tanto por ciento de variación de (a) el trabajo del compresor, (b) la capacidad de refrigeración para el mismo flujo másico.
- 17.34. Del evaporador de un ciclo de compresión de vapor sale refrigerante 134a a 1 bar y -20 °C y se comprime adiabáticamente hasta 8 bar y 60 °C. La temperatura del fluido a la salida del condensador es de 26 °C. Despréciense la transferencia de calor y las pérdidas de presión en las líneas de conexión. El flujo volumétrico a la entrada del compresor es 2 m³/min. Determinése (a) el flujo de calor extraído del espacio refrigerado, (b) el rendimiento adiabático del compresor, (c) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios, (d) el COP del ciclo, y (e) la producción de entropía, en kJ/kg · K, en el compresor y en el dispositivo de estrangulamiento.
- 17.35. Al compresor de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor entra refrigerante 134a a 1,4 bar con un sobrecalentamiento de 8,80 °C. El rendimiento adiabático del compresor es del 72 por 100 y la presión de salida 10 bar. La temperatura de entrada al dispositivo de estrangulamiento es 36 °C. Si la capacidad de refrigeración es de 4 ton, determinése (a) el flujo másico necesario, en kg/min, (b) la potencia de entrada al compresor, en kilovatios, (c) el COP de ciclo, y (d) la producción de

entropía, en kJ/kg · K, en el compresor y en el proceso de estrangulamiento.

- 17.36. Del evaporador de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor sale refrigerante 134a a 1,4 bar y -10 °C y se comprime hasta 7 bar y 50 °C. La temperatura del fluido a la salida del condensador es de 20 °C. Determinése (a) el COP, (b) el desplazamiento efectivo del compresor, en L/min por ton de refrigeración, (c) el rendimiento adiabático del compresor, y (d) la producción de entropía, en kJ/kg · K, en el compresor y en el dispositivo de estrangulamiento.
- 17.37. En un ciclo de refrigeración por compresión de vapor el refrigerante 134a sale del evaporador como vapor saturado. Las presiones del evaporador y del condensador son 1,4 y 10 bar, respectivamente. El fluido que entra al condensador está a 60 °C y la capacidad de refrigeración es de 10 ton. Determinése (a) el flujo másico necesario, en kg/min, (b) la potencia de entrada, en kilovatios, y (c) el rendimiento adiabático del compresor si la temperatura de salida del condensador es 34 °C.
- 17.38. En un ciclo de refrigeración por compresión de vapor por el que circulan 6 kg/min de refrigerante 134a, el fluido entra al compresor a 1,4 bar y -10 °C y sale a 8 bar. El fluido sale del condensador a 28 °C y el rendimiento adiabático del compresor es del 73,0 por 100. Determinése (a) la temperatura de salida del compresor, en grados Celsius, (b) el COP, (c) el número de ton de refrigeración producidos por el ciclo y la producción de entropía, en kJ/kg · K, (d) en el compresor, y (e) en el proceso de estrangulamiento.
- 17.391. Del evaporador de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor sale refrigerante 134a a 20 psia y 10 °F y se comprime hasta 120 psia y 140 °F. La temperatura del fluido a la salida del condensador es de 80 °F. Determinése (a) el COP, (b) el desplazamiento efectivo del compresor, en ft³/min por ton de refrigeración, y (c) el rendimiento adiabático del compresor.
- 17.401. En un ciclo de refrigeración por compresión de vapor el refrigerante 134a sale del evaporador a 0 °F. Las presiones del evaporador y del condensador son 20 y 180 psia respectivamente. El fluido que entra al condensador está a 160 °F y la capacidad de refrigeración es de 10 ton. Si la temperatura de salida del condensador es de 115 °F, determinése (a) el flujo másico necesario, en lb_m/min, (b) la potencia de entrada, en hp, (c) el rendimiento adiabático del compresor, (d) el COP del ciclo, y (e) la producción de entropía, en Btu/lb_m · R, en el compresor y en el proceso de estrangulamiento.

CICLOS DE BOMBA DE CALOR

- 17.41. Un edificio se mantiene a 22 °C mediante una bomba de calor de Carnot que extrae energía de la atmósfera a -10 °C. Se estima que las pérdidas de calor a través de las paredes del edificio son 0,64 kW por cada kelvin de diferencia de temperatura entre el interior y el exterior del edificio. Determinése (a) la potencia necesaria para hacer funcionar la bomba de calor, en kW, y (b) el COP del dispositivo. Se utiliza la misma bomba de calor para refrigerar el edificio en verano. Para la misma temperatura del edificio, la misma ganancia de 0,64 kW por grado de diferencia de temperatura y la misma potencia de entrada, determinése (c) la máxima temperatura atmosférica admisible para el

sumidero de calor, en grados Celsius, y *(d)* el COP del dispositivo de refrigeración cuando funciona 10 °C por debajo de la temperatura máxima admisible.

- 17.42. Un edificio está equipado con una bomba de calor de Carnot que tiene una potencia de entrada de 2 kW. Las medidas realizadas en el edificio indican que el flujo de calor ganado es de 1,0 kW por kelvin de diferencia de temperatura entre el interior y el exterior del edificio. Determine *(a)* la temperatura de verano máxima admisible, en grados Celsius, que puede soportar la bomba de calor (funcionando como acondicionador de aire), si el interior se mantiene a 20 °C, y *(b)* el COP del acondicionador de aire cuando funciona con el máximo valor posible. La bomba de calor se utiliza en invierno para mantener la temperatura interior de nuevo a 20 °C. *(c)* Para el mismo flujo de calor a través de las paredes y la misma potencia de entrada, determínese el flujo de calor transferido desde la atmósfera a la bomba de calor, en kJ/min, si la temperatura exterior es de -10 °C.
- 17.43. Una bomba de calor ideal por compresión de vapor funciona entre una temperatura del evaporador de 0 °C y una presión en el condensador de 9 bar. Del evaporador sale refrigerante 134a como vapor saturado y entra a la válvula de expansión como líquido saturado. Si la bomba de calor suministra 1.000 kJ/min a la región de alta temperatura, determínese *(a)* la temperatura a la salida del compresor isoentrópico, en grados Celsius, *(b)* el COP, *(c)* el desplazamiento efectivo del compresor, en L/min, *(d)* la potencia de entrada al compresor, en kilovatios, y *(e)* la potencia de entrada necesaria, en kilovatios, si para calentar se utiliza una resistencia eléctrica.
- 17.44. Una bomba de calor real por compresión de vapor funciona con refrigerante 134a. La fuente de energía es agua subterránea a 12 °C, que se bombea en el edificio y se utiliza para mantener el suministro de aire interior a 30 °C. El evaporador se diseña para funcionar a una temperatura de 8 °C por debajo de la temperatura de entrada del agua fría y el condensador funciona a 9,0 bar. El fluido que sale del evaporador es vapor saturado y se subenfía 1,53 °C cuando sale del condensador. El compresor tiene un rendimiento adiabático del 72 por 100. Determínese *(a)* la presión en el evaporador, en bar, *(b)* la mínima diferencia de temperaturas en el condensador entre el refrigerante y el aire de suministro de calor, *(c)* la temperatura a la salida del compresor, en grados Celsius, *(d)* el COP del dispositivo, y *(e)* el flujo volumétrico de agua necesario, en m³/min, si la variación de temperatura del suministro cuando pasa por el evaporador es de 2,0 °C y al aire se le cede un calor de 1.200 kJ/min.
- 17.45. En una bomba de calor que utiliza refrigerante 134a, las presiones del evaporador y el condensador son 2,4 y 9 bar respectivamente. Al compresor entra vapor a 0 °C y sale a 53 °C. Del condensador sale líquido a 32 °C. Si el ciclo se utiliza para suministrar a un edificio 80.000 kJ/h, determínese *(a)* el flujo másico de refrigerante, en kg/min, *(b)* la potencia de entrada al compresor, en kW, *(c)* el rendimiento adiabático del compresor, *(d)* el COP, y *(e)* la potencia de entrada, en kW, si para calentar se utiliza una resistencia eléctrica en lugar de la bomba de calor. Finalmente, si el precio de la electricidad es de 0,09 \$ por kilovatio hora, el gasóleo cuesta 1,20 \$ por galón y el poder calorífico del gasóleo es 130.000 kJ/gal, *(f)* determínese el coste de la calefacción por hora en dólares si para calentar se utiliza (1) una bomba de calor, (2) calefacción directa mediante una resistencia eléctrica,

y (3) una caldera de gasóleo que funciona con un rendimiento del 80 por 100.

- 17.46. Un edificio requiere un flujo de calor de 200.000 kJ/h para mantener el suministro de aire interior a 35 °C cuando la temperatura exterior es -10 °C. El calor se suministra mediante una bomba de calor que utiliza refrigerante 134a. El evaporador funciona a una temperatura 10 grados por debajo de la temperatura del aire exterior y el condensador funciona a 10 bar. El compresor tiene un rendimiento adiabático del 75 por 100. El fluido que sale del evaporador es vapor saturado y el que sale del condensador, líquido saturado. Determínese *(a)* la presión en el evaporador, en bar, *(b)* la mínima diferencia de temperaturas en el condensador entre el refrigerante y aire de suministro de calor, *(c)* la temperatura a la salida del compresor, en grados Celsius, *(d)* la calidad del fluido que sale del dispositivo de estrangulamiento, y *(e)* el tanto por ciento de aumento de energía suministrada si se utiliza calefacción directa mediante resistencia eléctrica en lugar de la bomba de calor. Finalmente, si el precio de la electricidad es de 0,09 \$ por kilovatio hora, el gasóleo cuesta 1,20 \$ por galón y el poder calorífico del gasóleo es 130.000 kJ/gal, *(f)* determínese el coste de la calefacción por hora en dólares si para calentar se utiliza (1) una bomba de calor, (2) calefacción directa mediante una resistencia eléctrica, y (3) una caldera de gasóleo que funciona con un rendimiento del 80 por 100.
- 17.47. Una bomba de calor ideal por compresión de vapor funciona con refrigerante 134a. El fluido sale del evaporador como vapor saturado 30 °F y entra al dispositivo de estrangulamiento como líquido saturado a 140 psia. Si la bomba de calor suministra 1.200 Btu/min a la región de alta temperatura, determínese *(a)* la temperatura del fluido a la salida del compresor, en grados Fahrenheit, *(b)* el COP, *(c)* el desplazamiento efectivo del compresor, en ft³/min, *(d)* la potencia de entrada al compresor, en hp y kW, y *(e)* la potencia de entrada necesaria, en kW, si para calentar se utiliza directamente una resistencia eléctrica.
- 17.48. En una bomba de calor que utiliza refrigerante 134a, las presiones del evaporador y el condensador son 40 y 180 psia respectivamente. Al compresor entra vapor a 40 °F y sale a 155 °F. Del condensador sale líquido a 110 °F. Si el ciclo se utiliza para suministrar a un edificio 80.000 Btu/h, determínese *(a)* el flujo másico de refrigerante, en lb_m/min, *(b)* la potencia de entrada al compresor, en hp, *(c)* el rendimiento adiabático del compresor, *(d)* el COP, y *(e)* la potencia de entrada, en kilovatios, si para calentar se utiliza una resistencia eléctrica en lugar de la bomba. Por último, si el precio de la electricidad es de 0,09 \$ por kilovatio hora, el gasóleo cuesta 1,20 \$ por galón y el poder calorífico del fuelóleo es 125.000 Btu/gal, *(f)* determínese el coste de la calefacción por hora en dólares si para calentar se utiliza (1) una bomba de calor, (2) calefacción directa mediante una resistencia eléctrica, y (3) una caldera de fuelóleo que funciona con un rendimiento del 80 por 100.
- 17.49. Un edificio requiere un flujo de calor de 200.000 Btu/h para mantener el suministro de aire interior a 95 °F cuando la temperatura exterior es 10 °F. El calor se suministra mediante una bomba de calor que utiliza refrigerante 134a. El evaporador funciona a una temperatura 20 grados por debajo de la temperatura del aire exterior y el condensador funciona a 160 psia. El compresor tiene un rendimiento adiabático del 75 por 100. El fluido que sale del evaporador es vapor saturado y el que

sale del condensador, líquido saturado. Determinése (a) la presión en el evaporador, en psia, (b) la mínima diferencia de temperaturas en el condensador entre el refrigerante y el aire al que se suministra el calor, (c) la temperatura a la salida del compresor, en grados Fahrenheit, (d) la calidad del fluido que sale del dispositivo de estrangulamiento, y (e) el tanto por ciento de aumento de energía suministrada si se utiliza calefacción directa mediante resistencia eléctrica en lugar de la bomba de calor. Finalmente, si el precio de la electricidad es de 0.09 \$ por kilovatio hora, el fuelóleo cuesta 1.25 \$ por galón y el poder calorífico del fuelóleo es 125,000 Btu/gal, (f) determinése el coste de la calefacción por hora en dólares si para calentar se utiliza (1) una bomba de calor, (2) calefacción directa mediante una resistencia eléctrica, y (3) una caldera de fuelóleo que funciona con un rendimiento del 80 por 100.

CICLOS EN CASCADA Y CON COMPRESIÓN DE VAPOR MULTIETAPA

- 17.50. Un sistema de refrigeración en cascada utiliza refrigerante 13 en la parte del sistema de baja temperatura y refrigerante 134a en el circuito de alta temperatura. El circuito de refrigerante 13 funciona entre 3,73 y 14,0 bar. Las entalpías del vapor saturado que sale del evaporador a 220 K, del vapor sobrecalentado que sale del compresor isoentrópico a 275 K y del líquido saturado que entra al dispositivo de estrangulamiento a 260 K son 194,9, 217,0 y 103,0 kJ/kg respectivamente. El ciclo ideal del circuito de refrigerante 134a funciona entre 1,4 y 7,0 bar. La capacidad de refrigeración del evaporador de baja temperatura es de 5 ton. Determinése (a) los flujos másicos, en kg/min, en los dos circuitos, (b) la potencia de entrada de ambos compresores, en kW, y (c) el COP del sistema en cascada.
- 17.51. Reconsidérese el Problema 17.50. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 75 por 100. Se desprecian otras pérdidas.
- 17.52. Un sistema de refrigeración en cascada utiliza refrigerante 22 en la parte del sistema de baja temperatura y refrigerante 134a en el circuito de alta temperatura. El circuito de refrigerante 22 funciona entre 1,1 y 5,0 bar. Las entalpías del vapor saturado que sale del evaporador a -39°C , del vapor sobrecalentado que sale del compresor isoentrópico a 29°C y del líquido saturado que entra al dispositivo de estrangulamiento a 0°C son 267,37, 304,16 y 78,47 kJ/kg respectivamente. El ciclo ideal del circuito de refrigerante 134a funciona entre -12°C y 9,0 bar. La capacidad de refrigeración del evaporador de baja temperatura es de 5 ton. Determinése (a) los flujos másicos, en kg/min, en los dos circuitos, (b) la potencia de entrada de ambos compresores, en kW, y (c) el COP del sistema en cascada. (d) Determinése también el COP de un ciclo con un único circuito que utilice refrigerante 134a entre -40°C y 9 bar.
- 17.53. Reconsidérese el Problema 17.52. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 77 por 100. Se desprecian otras pérdidas.
- 17.54. Un sistema de refrigeración de dos etapas con refrigeración regenerativa intermedia funciona con refrigerante 134a y tiene unas presiones

de 2,0, 4,0 y 10,0 bar en el evaporador, en las cámaras de evaporación instantánea y de mezcla y en el condensador respectivamente. Supóngase que la compresión es isoentrópica, que la entalpía es la misma antes y después del estrangulamiento y que no hay otras pérdidas. Si la carga de refrigeración es de 5 ton, determinése, (a) el flujo másico que pasa por el evaporador, en kg/min, (b) la potencia de entrada al compresor de baja presión, en kilovatios, (c) el flujo másico que sale de la cámara de evaporación instantánea y entra a la cámara de mezcla, en kg/min, (d) la potencia de entrada al compresor de alta presión, en kilovatios, y (e) el COP del ciclo.

- 17.55. Reconsidérese el Problema 17.54. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 77 por 100. Las demás condiciones permanecen iguales.
- 17.56. Un sistema de refrigeración de dos etapas con refrigeración regenerativa intermedia funciona con refrigerante 134a y tiene unas presiones de 1,6, 2,8 y 8,0 bar en el evaporador, en las cámaras de evaporación instantánea y de mezcla y en el condensador respectivamente. Supóngase que la compresión es isoentrópica, que la entalpía es la misma antes y después del estrangulamiento y que no hay otras pérdidas. Si la carga de refrigeración es de 5 ton, determinése, (a) el flujo másico que pasa por el evaporador, en kg/min, (b) la potencia de entrada al compresor de baja presión, en kilovatios, (c) el flujo másico que sale de la cámara de evaporación instantánea y entra a la cámara de mezcla, en kg/min, (d) la potencia de entrada al compresor de alta presión, en kilovatios, y (e) el COP del ciclo.
- 17.57. Reconsidérese el Problema 17.56. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 75 por 100. Las demás condiciones se mantienen iguales.
- 17.58. Un sistema de refrigeración de dos etapas con refrigeración regenerativa intermedia funciona con refrigerante 134a y tiene unas presiones de 1,8, 3,2 y 12,0 bar en el evaporador, en las cámaras de evaporación instantánea y de mezcla y en el condensador respectivamente. Supóngase que la compresión tiene un rendimiento adiabático del 78 por 100, que la entalpía es la misma antes y después del estrangulamiento y que no hay otras pérdidas. Si la carga de refrigeración es de 10 ton, determinése, (a) el flujo másico que pasa por el evaporador, en kg/min, (b) la potencia de entrada al compresor de baja presión, en kilovatios, (c) el flujo másico que sale de la cámara de evaporación instantánea y entra a la cámara de mezcla, en kg/min, (d) la potencia de entrada al compresor de alta presión, en kilovatios, y (e) el COP del ciclo.
- 17.59I. Un sistema de refrigeración en cascada utiliza refrigerante 13 en la parte del sistema de baja temperatura y refrigerante 134a en el circuito de alta temperatura. El circuito de refrigerante 13 funciona entre 58,2 y 240 psia. Las entalpías del vapor saturado que sale del evaporador a -60°F , del vapor sobrecalentado que sale del compresor isoentrópico a 48°F y del líquido saturado que entra al dispositivo de estrangulamiento a 20°F son 52,39, 62,50 y 15,44 Btu/lb_m, respectivamente. El ciclo ideal del circuito de refrigerante 134a funciona entre 20 y 160 psia. La capacidad de refrigeración del evaporador de baja temperatura es de 5 ton. Determinése (a) los flujos másicos, en lb_m/min, en los dos circuitos, (b) la potencia de entrada de ambos compresores, en hp, y (c) el COP del sistema en cascada.

- 17.60I. Reconsidérese el Problema 17.59I. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 75 por 100. Se desprecian otras pérdidas.
- 17.61I. Un sistema de refrigeración de dos etapas con refrigeración regenerativa intermedia funciona con refrigerante 134a y tiene unas presiones de 30, 60 y 140 psia en el evaporador, en las cámaras de evaporación instantánea y de mezcla y en el condensador respectivamente. Supóngase que la compresión es isoentrópica, que la entalpía es la misma antes y después del estrangulamiento y que no hay otras pérdidas. Si la carga de refrigeración es de 5 ton, determínese, (a) el flujo másico que pasa por el evaporador, en lb_m/min , (b) la potencia de entrada al compresor de baja presión, en hp, (c) el flujo másico que sale de la cámara de evaporación instantánea y entra a la cámara de mezcla, en lb_m/min , (d) la potencia de entrada al compresor de alta presión, en hp, y (e) el COP del ciclo.

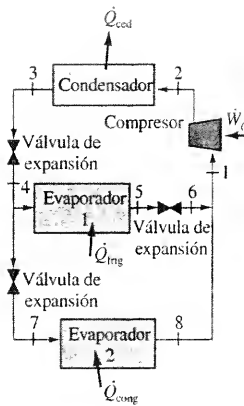


Figura P17.63.

- 17.62I. Reconsidérese el Problema 17.61I. Repítanse los cálculos si los rendimientos adiabáticos de los dos compresores son del 77 por 100. Las demás condiciones permanecen iguales.
- 17.63. Una modificación sencilla de la máquina frigorífica con un único evaporador consiste en utilizar dos evaporadores, como se muestra en la Figura P17.63. El evaporador 1 mantiene el compartimento de la comida fresca a la temperatura deseada y el evaporador 2 se ocupa de la carga de enfriamiento del congelador. Considérese que el evaporador de baja temperatura funciona a 1,4 bar y maneja una carga de 3 ton. El evaporador de alta temperatura produce vapor saturado a 3,2 bar y tiene una capacidad de refrigeración de 2 ton. Supóngase que el rendimiento adiabático del compresor es del 79 por 100, la presión del condensador es de 10 bar y que del condensador sale líquido saturado. Despreciando otras pérdidas, determínense (a) los flujos másicos de R-134a que pasan por cada evaporador, en kg/min , (b) la potencia de entrada al compresor, en kW, y (c) el calor cedido en el condensador, en kJ/min .

CICLOS DE LICUACIÓN Y SOLIDIFICACIÓN

- 17.64. Considérese el proceso básico para licuar gases mostrado en la Figura 17.14, pero ignórese el compresor y el enfriador posterior. El refrigerante 134a entra al cambiador de calor a 16 bar y 80°C y se enfría con el vapor saturado que se extrae del separador fuertemente aislado. El gas frío a alta presión sale del cambiador de calor y pasa al separador a través de una válvula de estrangulamiento. El separador contiene líquido y vapor en equilibrio a 1,0 bar. El vapor que sale a baja presión del cambiador de calor tiene una temperatura de 60°C . Como primera aproximación, despréciense todas las pérdidas de presión excepto las que se producen en la válvula de estrangulamiento. Determínese (a) la fracción de gas a alta presión a la entrada que se licua, y (b) la temperatura (si existe sobrecalentamiento) o la calidad (si existe saturación) de la corriente a la entrada de la válvula.
- 17.65. Considérese el proceso básico para licuar gases mostrado en la Figura 17.14, pero ignórese el compresor y el enfriador posterior. El refrigerante 134a entra al cambiador de calor a 14 bar y 60°C y se enfría con el vapor saturado que se extrae del separador fuertemente aislado.

El gas frío a alta presión sale del cambiador de calor y pasa al separador a través de una válvula de estrangulamiento. El separador contiene líquido y vapor en equilibrio a 1,8 bar. El vapor que sale a baja presión del cambiador de calor tiene una temperatura de 50°C . Como primera aproximación, despréciense todas las pérdidas de presión excepto las que se producen en la válvula de estrangulamiento. Determínese (a) la fracción de gas a alta presión a la entrada que se licua, y (b) la temperatura (si existe sobrecalentamiento) o la calidad (si existe saturación) de la corriente a la entrada de la válvula.

- 17.66. Considérese el proceso básico para licuar gases mostrado en la Figura 17.14, pero ignórese el compresor y el enfriador posterior. El refrigerante 134a entra al cambiador de calor a 12 bar y 60°C y se enfría con el vapor saturado que se extrae del separador fuertemente aislado. El gas frío a alta presión sale del cambiador de calor y pasa al separador a través de una válvula de estrangulamiento. El separador contiene líquido y vapor en equilibrio a 1,4 bar. El vapor que sale a baja presión del cambiador de calor tiene una temperatura de 50°C . Como primera aproximación, despréciense todas las pérdidas de presión excepto las que se producen en la válvula de estrangulamiento. Determínese (a) la fracción de gas a alta presión a la entrada que se licua, y (b) la temperatura (si existe sobrecalentamiento) o la calidad (si existe saturación) de la corriente a la entrada de la válvula.
- 17.67I. Considérese el proceso básico para licuar gases mostrado en la Figura 17.14, pero ignórese el compresor y el enfriador posterior. El refrigerante 134a entra al cambiador de calor a 300 psia y 160°F y se enfría con el vapor saturado que se extrae del separador fuertemente aislado. El gas frío a alta presión sale del cambiador de calor y pasa al separador a través de una válvula de estrangulamiento. El separador contiene líquido y vapor en equilibrio a 30 psia. El vapor que sale a baja presión del cambiador de calor tiene una temperatura de 140°F . Como primera aproximación, despréciense todas las pérdidas de presión excepto las que se producen en la válvula de estrangulamiento. Determínese (a) la fracción de gas a alta presión a la entrada que se licua, y (b) la temperatura (si existe sobrecalentamiento) o la calidad (si existe saturación) de la corriente a la entrada de la válvula.
- 17.68I. Considérese el diagrama de la instalación mostrado en la Figura 17.14, y el diagrama Ts de la solidificación del CO_2 mostrado en la Figura 17.15. Omitiendo el enfriador posterior, el estado 1 tiene una presión de 1.000 psia y una temperatura de 90°F . Después de pasar por el cambiador de calor, el fluido se expansiona en un dispositivo de estrangulamiento hasta 50 psia. Utilizando los datos de la Figura A.24I, determínese (a) el tanto por ciento de sólido obtenido en el proceso de separación, y (b) la temperatura en el estado 5, en grados Fahrenheit. En el estado 2 el fluido está compuesto por un 50 por 100 de líquido a 1.000 psia.
- 17.69I. Se va a obtener dióxido de carbono sólido sometiendo el fluido a un proceso de estrangulamiento en las condiciones siguientes:
- El gas se comprime hasta 600 psia y se realiza una refrigeración previa hasta 100°F . En el refrigerador previo se produce una caída de presión de 10 psia. El fluido se pasa por un cambiador de calor y después se estrangula hasta 20 psia entrando en un separador. La fase gaseosa del separador se vuelve a pasar por el cambiador de calor y se descarga a 15 psia y 80°F . El CO_2 sólido se retira a 20 psia. Determínese (1) la fracción másica de CO_2

- producido, y (2) la temperatura y las condiciones en que el CO_2 entra al dispositivo de estrangulamiento.
- (b) Ahora se lleva a cabo el mismo proceso, salvo que el fluido se enfría previamente otros 60 grados hasta 40°F antes de entrar al cambiador de calor. La temperatura de salida a 15 psia es también 60 grados más baja que antes. Repítanse las partes 1 y 2.

CICLO DE REFRIGERACIÓN CON GAS

- 17.70. Se utiliza un ciclo Brayton inverso con una relación de presiones de 3 para obtener un efecto de refrigeración. La temperatura de entrada al compresor es 27°C y la de entrada a la turbina 7°C . Si el compresor y la turbina funcionan de forma ideal, determínense (a) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Celsius, y (b) el COP. Si los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son del 83 y del 86 por 100 respectivamente, determínense (c) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Celsius, y (d) el COP.
- 17.71. El compresor de un ciclo Brayton de refrigeración de aire estándar funciona entre 0,10 MPa, 280 K y 0,50 MPa. La temperatura de entrada a la turbina es 360 K. Si el compresor y la turbina funcionan de forma ideal, determínense (a) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Celsius, y (b) el COP. Si los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son el 82 y el 85 por 100, respectivamente, determínense (c) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Celsius, (d) el COP modificado, y (e) el flujo másico de aire, en kg/min , necesario para extraer 211 kJ/min de la región fría.
- 17.72. En un ciclo Brayton inverso el aire entra al compresor a 1 bar y 7°C y sale a 4 bar. El aire entra a la turbina a 27°C . Si el compresor y la turbina funcionan de forma ideal, determínense (a) la temperatura mínima del ciclo, en grados Celsius, (b) el COP, y (c) el flujo másico de aire, en kg/min , necesario para extraer 211 kJ/min de la región fría. Si ahora los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son el 84 y el 88 por 100, respectivamente, determínense (d) la temperatura mínima, (e) el COP, y (f) el flujo másico de aire necesario para extraer 211 kJ/min.
- 17.73. Utilizando los datos del Problema 17.72, considérese un regenerador situado en el ciclo de forma análoga a como se muestra en la Figura 17.17. Supóngase que el aire que entra a la turbina se enfría previamente en el regenerador hasta la temperatura de entrada al compresor. Para el ciclo ideal, determínese (a) la temperatura mínima del ciclo, en grados Celsius, y (b) el COP.
- 17.74. Un ciclo Brayton inverso ideal funciona con una relación de presiones de 3. El aire entra al compresor a 7°C y normalmente entra a la turbina a 27°C . Se modifica ahora el ciclo considerando un regenerador en el ciclo análogo al mostrado en la Figura 17.17. El cambiador de calor permite que el aire se enfríe hasta la temperatura de entrada al compresor, antes de entrar en la turbina. Determínense (a) las temperaturas mínimas de los ciclos inicial y modificado, en grados Celsius, y (b) el COP inicial y el nuevo.

- 17.75. Un refrigerador por gas, regenerativo, análogo al mostrado en la Figura 17.17 funciona con helio entre las presiones límite de 1 y 6 bar. La compresión y la expansión son isoentrópicas y las caídas de presión son despreciables. La temperatura de entrada al compresor (estado 1) y la temperatura de entrada al regenerador (estado 3) son ambas 20°C y la temperatura de la región refrigerada es -30°C . Determínese (a) la temperatura mínima alcanzada en el ciclo, en grados Celsius, (b) la cantidad de refrigeración posible, en kJ/kg, y (c) el trabajo neto necesario, en kJ/kg.
- 17.76. A un compresor adiabático entra aire a 1 bar y -13°C y se descarga a 5 bar a un cambiador de calor enfriado por el ambiente. El aire del compresor sale del cambiador de calor a 4,9 bar y 42°C y entra a una turbina adiabática que expande el fluido hasta 1,1 bar. El aire expandido y frío pasa por un segundo cambiador de calor donde recibe calor de una región de baja temperatura y sale a 1 bar y -13°C . Los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son ambos del 80 por 100 y la turbina ayuda a mover el compresor. Tomando como base la tabla de los datos del aire, determínese (a) el trabajo neto de entrada por unidad de calor extraído de la región de baja temperatura, y (b) el calor cedido al ambiente por unidad de calor extraído de la región de baja temperatura. (c) Represéntese el proceso en un diagrama Ts .
- 17.77I. El compresor de un ciclo Brayton de refrigeración de aire estándar funciona entre 14 psia, 40°F y 63 psia. La temperatura de entrada a la turbina es 190°F . Si el compresor y la turbina funcionan de forma ideal, determínense (a) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Fahrenheit, y (b) el COP. Si los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son el 82 y el 85 por 100 respectivamente, determínense (c) las temperaturas máxima y mínima del ciclo, en grados Fahrenheit, (d) el COP modificado, y (e) el flujo másico de aire, en lb_m/min , necesario para extraer 200 Btu/min de la región fría.
- 17.78I. En un ciclo Brayton inverso el aire entra al compresor a 14,5 psia y 80°F y sale a 58 psia. El aire entra a la turbina a 140°F . Si el compresor y la turbina funcionan de forma ideal, determínese (a) la temperatura mínima del ciclo, en grados Fahrenheit, (b) el COP, y (c) el flujo másico de aire, en lb_m/min , necesario para extraer 200 Btu/min de la región fría. Si ahora los rendimientos adiabáticos del compresor y de la turbina son el 84 y el 88 por 100, respectivamente, determínense (d) la temperatura mínima, (e) el COP, y (f) el flujo másico de aire necesario para extraer 200 Btu/min.
- 17.79I. Utilizando los datos del Problema 17.78I, considérese un regenerador situado en el ciclo de forma análoga a como se muestra en la Figura 17.17. Supóngase que el aire que entra a la turbina se enfría previamente en el regenerador hasta la temperatura de entrada al compresor. Para el ciclo ideal, determínese (a) la temperatura mínima del ciclo, en grados Fahrenheit, y (b) el COP.
- 17.80I. Un ciclo Brayton inverso ideal funciona con una relación de presiones de 3. El aire entra al compresor a 45°F y normalmente entra a la turbina a 80°F . Se modifica ahora el ciclo considerando un regenerador en el ciclo análogo al mostrado en la Figura 17.17. El cambiador

de calor permite que el aire se enfríe hasta la temperatura de entrada al compresor, antes de entrar en la turbina. Determinéanse (a) las temperaturas mínimas del ciclo inicial y modificado, en grados Fahrenheit, y (b) el COP inicial y el nuevo.

CICLO STIRLING DE REFRIGERACIÓN

- 17.81. Con el fin de refrigerar se utiliza un ciclo Stirling. Se expansiona aire a 230 K y 10 bar de manera isoterma hasta 1 bar. A continuación se calienta hasta 315 K a volumen constante. Sigue una compresión a la temperatura constante de 315 K y se completa el ciclo extrayendo calor a volumen constante. Calcúlese (a) el COP del ciclo, (b) la magnitud q_B , en kJ/kg, (c) P_{\max} , en bar, y (d) la masa, en kg, si el volumen máximo durante el ciclo es 1 litro.
- 17.82. Repítase el Problema 17.81 suponiendo que el fluido de trabajo es dióxido de carbono y se comporta como un gas ideal.
- 17.83. A un ciclo Stirling que se utiliza para refrigerar entra aire a 240 K y 8 bar y se expansiona de manera isoterma hasta 1,2 bar. A continuación se calienta hasta 320 K a volumen constante. Sigue una compresión a la temperatura constante de 320 K y se completa el ciclo extrayendo calor a volumen constante. Calcúlese (a) el COP del ciclo, (b) la magnitud q_B , en kJ/kg, (c) P_{\max} , en bar, y (d) la masa, en kg, si el volumen máximo durante el ciclo es 0,20 litros.
- 17.84. Repítase el Problema 17.83 suponiendo que el fluido de trabajo es argón.
- 17.851. Con el fin de refrigerar se utiliza un ciclo Stirling. Se expansiona aire a -40°F y 10 atm de manera isoterma hasta 1 atm. A continuación se calienta hasta 100°F a volumen constante. Sigue una compresión a la temperatura constante de 100°F y se completa el ciclo extrayendo calor a volumen constante. Calcúlese (a) el COP del ciclo, (b) la magnitud q_B , en Btu/lb_m, (c) P_{\max} , en atm, y (d) la masa, si el volumen máximo durante el ciclo es 300 in³.
- 17.861. Con el fin de refrigerar se utiliza un ciclo Stirling. Se expansiona aire a -20°F y 8 atm de manera isoterma hasta 1,2 atm. A continuación se calienta hasta 120°F a volumen constante. Sigue una compresión a la temperatura constante de 120°F y se completa el ciclo extrayendo calor a volumen constante. Calcúlese (a) el COP del ciclo, (b) la magnitud q_B , en Btu/lb_m, (c) P_{\max} , en atm, y (d) la masa, si el volumen máximo durante el ciclo es 50 in³.

ANÁLISIS EXERGÉTICO DEL CICLO DE REFRIGERACIÓN

- 17.87. Al compresor de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor entra R-134a saturado a 1,4 bar. A la válvula de expansión entra líquido saturado a 9 bar. T_0 es 25°C . Si la temperatura de salida del compresor es 50°C y la región fría está a -10°C , determínese, en kJ/kg, (a) las variaciones de exergía en el compresor, en el condensador, en la válvula de expansión y en el evaporador, (b) las irreversibilidades asociadas con el compresor, la válvula de expansión, el evaporador y el condensador, y (c) el rendimiento exergético del ciclo.

- 17.88. Al compresor de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor entra R-134a saturado a 2,8 bar. A la válvula de expansión entra líquido saturado a 10 bar. T_0 es 25°C . Si la temperatura de salida del compresor es 50°C y la región fría está a 5°C , determínese, en kJ/kg, (a) las variaciones de exergía en el compresor, en el condensador, en la válvula de expansión y en el evaporador, (b) las irreversibilidades asociadas con el compresor, la válvula de expansión, el evaporador y el condensador, y (c) el rendimiento exergético del ciclo.

ESTUDIOS PARAMÉTRICOS Y DE DISEÑO

- 17.89. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la presión del condensador en el COP de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor ideal. El refrigerante es R-134a y la presión en el evaporador permanece constante a 10 bar. La presión en el condensador varía de 1,0 a 3,0 bar.
- 17.90. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la presión del evaporador en el COP de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor ideal. El refrigerante es R-134a y la presión en el condensador permanece constante a 100 kPa. La presión en el evaporador varía de 700 a 1.400 kPa.
- 17.91. Reconsidérese el Problema 17.88 en el caso en que el rendimiento adiabático del compresor sea del 82 por 100.
- 17.92. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia del sobrecalentamiento a la salida del compresor en el COP de un ciclo de refrigeración por compresión de vapor. El refrigerante es R-134a y la presión en el condensador es 9,0 bar. La temperatura de salida del compresor varía de 36°C a 50°C y el estado de entrada al compresor es vapor saturado a 2 bar.
- 17.93. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia que tiene variar las temperaturas del cambiador de calor de un ciclo de refrigeración en cascada sobre el COP global y sobre el trabajo específico total de entrada al compresor. Por conveniencia, ambos ciclos trabajan con R-134a, la presión en el evaporador a la temperatura más baja es 1,0 bar y la presión en el condensador del ciclo de alta temperatura es 12 bar. Las temperaturas de saturación en el condensador varían de 10°C a 26°C y están siempre 6°C por encima de la temperatura del evaporador del ciclo de alta temperatura.
- 17.94. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la presión intermedia en un ciclo de refrigeración por compresión de vapor de dos etapas ideal, sobre el COP y sobre el trabajo específico total de entrada al compresor. En el evaporador y el condensador se eligen presiones de 140 y 1.000 kPa y las presiones intermedias varían de 300 a 800 kPa.
- 17.95. Mediante un programa de ordenador, analícese la influencia de la relación de presiones en el COP y en el trabajo entrada a un ciclo de refrigeración con gas de aire estándar, como el mostrado en la Figura 17.17. El estado de entrada al compresor es 100 kPa y 20°C y la relación de presiones en el compresor y en el dispositivo de expansión varía de 1,5 a 4.

17.96. Se va a realizar un estudio de un ciclo de refrigeración con compresión multietapa y cámara de evaporación instantánea. Se ha modificado la instalación de la Figura 17.11 para situar un cambiador de calor después del estado 2 y antes de la cámara de mezcla, de modo que el fluido que sale del cambiador de calor añadido se enfríe hasta vapor saturado a la presión de la cámara de mezcla. Así, los fluidos que entran en la cámara de mezcla lo hacen en el mismo estado, es decir, vapor saturado a la presión intermedia P_p . La presión en el evaporador es 1 bar y en el condensador, 10 bar. Ambos compresores tienen un rendimiento adiabático del 90 por 100. Se sugiere que los cálculos se basen en 1 kg de fluido circulante por el evaporador. En una empresa desean evaluar lo siguiente:

- Determinarse si existe una presión intermedia óptima P_p , expresada en bar, que maximice el COP.
- Determinarse la variación de las necesidades de enfriamiento en el cambiador de calor, en función de P_p . Analícese cualitativamente si tiene un efecto negativo en el diseño global.
- Para obtener las conclusiones, representense gráficamente en función de P_p (1) el COP, (2) el trabajo total del compresor, y (3) el calor extraído en el cambiador de calor situado después del compresor de baja presión.

17.97. La dirección de una compañía solicita que se considere el diseño y la producción de sistemas de refrigeración por compresión de vapor que utilicen un compresor de dos etapas. Estos sistemas no requieren que el vapor que resulta del proceso de estrangulamiento pase por el cambiador de calor de evaporación y, por tanto, tienen una ventaja competitiva. En la Figura 17.11 se muestra un esquema del equipo. Con fines de diseño, las presiones en el evaporador y en el condensador se fijan en 2,0 y 10,0 bar respectivamente. Los rendimientos adiabáticos de las dos etapas son del 77 por 100. Se desprecian las pérdidas de presión en los conductos y en otros equipos. La capacidad de refrigeración se fija en 5 ton y los fluidos a considerar son (1) R-12, (2) R-134a o (3) ambos refrigerantes. La tarea es determinar la presión óptima intermedia basada únicamente en el coste del compresor. El departamento financiero predice que el coste de una etapa, en dólares, por kilovatio de entrada, es función de la diferencia de presiones en la etapa, su presión máxima y el flujo másico que pasa por la misma. La fórmula global es

$$\text{Coste de etapa (\$/kW)} = 0,5[1,5(P_{\text{gr}} - P_{\text{ad}})_{\text{etapa}} + P_{\text{ad}}^{1,2}]\dot{m}_{\text{etapa}}^{0,2}$$

donde \dot{m} está en kg/min y P está en bar. El coste de los demás equipos no se considera en el análisis inicial.

Aunque el coste es el objetivo principal, las actuaciones juegan también un papel importante. ¿Deben influir las consideraciones de trabajo de entrada total y COP en la selección basada en los costes? De hecho, ¿cómo puede competir una unidad de una sola etapa en coste, trabajo de entrada y COP?

17.98. Una bomba de calor industrial se utiliza para esterilizar leche, como se muestra en la Figura P17.98. Se calienta leche, que se encuentra a temperatura ambiente T_1 , con agua caliente que circula por un circuito que pasa por el condensador de una bomba de calor que funciona con R-123a. Después de alcanzar la temperatura de esterilización adecuada T_2 , la leche se enfría hasta una temperatura T_3 de 5 °C con un fluido que circula por el evaporador de la bomba de calor. Supóngase

que este último fluido tiene las propiedades del agua exceptuando que se congela a -20 °C. El flujo volumétrico de leche es de 10 L/min. El diseño del sistema debe incluir la elección de las presiones del refrigerante en el evaporador y el condensador y los flujos másicos necesarios en los circuitos caliente y frío.

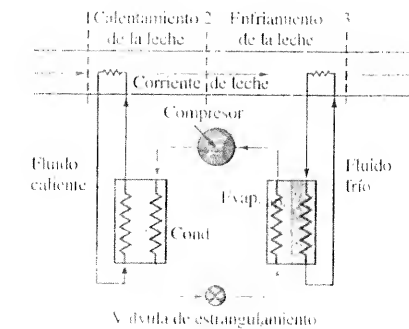


Figura P17.98.

17.99. El fundamento de la bomba de calor se utiliza para extraer el calor latente de la humedad proveniente de un horno de secado y transferir esta energía al aire del secador, como se muestra en la Figura 17.99. El aire a la entrada, que se encuentra a temperatura ambiente, se calienta en primer lugar con la energía cedida por el refrigerante en el condensador de la bomba de calor y después mediante la combustión de gas natural hasta que alcanza 200 °C. El aire caliente pasa entonces por un lecho de secado donde extrae agua de un determinado material, saliendo del lecho a 120 °C y una humedad relativa del 90 por 100. Finalmente, el aire pasa por el evaporador de la bomba de calor, donde se enfría hasta 40 °C. Analícese el diseño de este equipo, incluyendo las presiones adecuadas del R-134a en el ciclo de la bomba de calor, el flujo másico de combustible necesario, el flujo másico de aire necesario a la entrada y el tamaño del ventilador necesario si se extrae una energía del lecho de secado de 10.000 kJ/min.

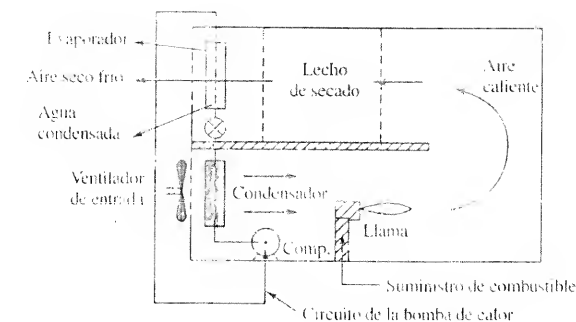


Figura P17.99.

17.100. Una avanzada máquina frigorífica doméstica tiene evaporadores separados para el congelador y el compartimento de alimentos frescos y un cambiador de calor (regenerador) situado entre las corrientes de refri-

gerante relativamente fría y caliente. El regenerador aumentará la capacidad de refrigeración del dispositivo pero también aumentará la potencia necesaria en el compresor. Utilizando como refrigerante R-134a, y unas temperaturas de $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $-18\text{ }^{\circ}\text{C}$ para los compartimentos de comida fresca y del congelador, determinénse los efectos sobre el COP al variar (a) el rendimiento del cambiador de calor, y (b) las presiones del condensador y el evaporador, permitiendo que haya una diferencia finita de temperaturas entre el refrigerante y los compartimentos.

BIBLIOGRAFÍA

- Anderson, E. E.: *Thermodynamics*, PWS Publishing, Boston, 1994.
- Balzhiser, R. E., y M. R. Samuels: *Engineering Thermodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1977.
- Black, W. Z., y J. G. Hartley: *Thermodynamics*, Harper & Row, Nueva York, 1985.
- Burghardt, M. D.: *Engineering Thermodynamics with Applications*, 3.^a ed., Harper & Row, Nueva York, 1986.
- Callen, H. B.: *Thermodynamics*, 2.^a ed., Wiley, Nueva York, 1985.
- Cravalho, E. G., y J. L. Smith, Jr.: *Engineering Thermodynamics*, Pitman, Boston, 1981.
- Dixon, J. R.: *Thermodynamics I: An Introduction to Energy*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1976.
- Hatsopoulos, G. N., y J. H. Keenan: *Principles of General Thermodynamics*, Wiley, Nueva York, 1965.
- Holman, J. P.: *Thermodynamics*, 3.^a ed., McGraw-Hill, Nueva York, 1980.
- Howell, J. R., y R. O. Buckius: *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*, 2.^a ed., McGraw-Hill, Nueva York, 1992.
- Huang, F. F.: *Engineering Thermodynamics Fundamentals and Applications*, Macmillan, Nueva York, 1976.
- Jones, J. B., y R. E. Dugan: *Engineering Thermodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1995.
- Karlekar, B. V.: *Thermodynamics of Engineers*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1983.
- Keenan, J. H.: *Thermodynamics*, MIT Press, Cambridge, MA, 1970.
- Kestin, J.: *A Course in Thermodynamics*, vol. 1, Blaisdell, Waltham, MA, 1966.
- Lewis, G. N., y M. Randall: *Thermodynamics*, 2.^a ed. (revisado por K. S. Pitzer y L. Brewer), McGraw-Hill, Nueva York, 1961.
- Look, D. C., Jr., y H. S. Sauer, Jr.: *Thermodynamics*, Brooks/Cole, Monterey, CA, 1982.
- Moran, M. J., y H. N. Shapiro: *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*, 3.^a ed., Wiley, Nueva York, 1995.

Myers, G. E.: *Engineering Thermodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1989.
Obert, E. F.: *Concepts of Thermodynamics*, McGraw-Hill, Nueva York, 1960.
——— and R. A. Gaggioli: *Thermodynamics*, McGraw-Hill, Nueva York, 1963.
Reynolds, W. C., y H. C. Perkins: *Engineering Thermodynamics*, 2.^a ed., McGraw-Hill, Nueva York, 1977.
Rolle, K. C.: *Introduction to Thermodynamics*, 2.^a ed., Charles E. Merrill, Columbus, OH, 1980.
Van Wylen, G. J. R. E. Sonntag, y C. Borgnakke: *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, 4.^a ed., Wiley, Nueva York, 1994.
Wood, B. D.: *Applications of Thermodynamics*, 2.^a ed., Addison-Wesley, Reading, MA, 1982.
Zemansky, M. W., M. M. Abbott, y H. C. VanNess: *Basic Engineering Thermodynamics*, 2.^a ed., McGraw-Hill, Nueva York, 1975.

APÉNDICE

A • 1

TABLAS Y FIGURAS SUPLEMENTARIAS
(UNIDADES SI)

Tabla A.1. Constantes físicas y factores de conversión

Constantes físicas	
Número de Avogadro	$N_A = 6.023 \times 10^{26}$ átomos/kmol
Constante universal de los gases	$R_u = 0,08205$ L · atm/(mol · K)
	$= 8,314$ kJ/(kmol · K)
	$= 0,08314$ bar · m³/(kmol · K)
	$= 8,314$ kPa · m³/(kmol · K)
Constante de Planck	$h = 6,626 \times 10^{-34}$ J · s/molécula
Constante de Boltzmann	$k = 1,380 \times 10^{-23}$ J/(K · molécula)
Velocidad de la luz	$c = 2,988 \times 10^{10}$ cm/s
Gravedad estándar	$g = 9.80665$ m/s²
Factores de conversión	
Longitud	1 cm = 0,3937 in = $10^4 \mu\text{m}$ = 10^8Å
	1 km = 0,6215 mi = 3281 ft
Masa	1 kg = 2.205 lb _m
Fuerza	1 N = 1 kg · m/s² = 0,2248 lb _f
Presión	1 bar = 10^5 N/m² = 0,9869 atm
	$= 100$ kPa = 14,504 psia
	1 torr = 1 mmHg a 0 °C = 1,333 mbar
	$= 1,933 \times 10^{-2}$ psi
	1 mbar = 0.402 inH ₂ O
Volumen	1 L = 0.0353 ft³ = 0,2642 gal
	$= 61,025$ in³ = 10^{-3} m³
Densidad	1 g/cm³ = 1 kg/L = 62.4 lb _m /ft³ = 10^3 kg/m³
Energía	1 J = 1 N · m = 1 V · C
	$= 0,7375$ ft · lb _f = 10 bar · cm³
	$= 0,624 \times 10^{19}$ eV
	1 kJ = 0.948 Btu = 737.6 ft · lb _f
	$= 10^{-2}$ bar · m³
	1 kJ/kg = 0.431 Btu/lb
Potencia	1 W = 1 J/s = 3,413 Btu/h
	1 kW = 1,3405 hp = 737.3 ft · lb _f /s
Velocidad	1 m/s = 2.237 mi/h = 3.60 km/h = 3,281 ft/s
Capacidad térmica específica	1 kJ/(kg · K) = 0.2389 Btu/(lb _m · °F)
Temperatura	$T(\text{K}) = \frac{5}{9}[T(\text{°F}) + 459,67]$
	$= T(\text{°C}) + 273,15 = T(\text{°R})/1.8$

Tabla A.2. Masa molar, constantes críticas y capacidades térmicas específicas de gases a 25 °C y 1 atm de algunas sustancias comunes

$(T_c, \text{K}; P_c, \text{kbar}; \bar{v}_c, \text{m}^3/\text{kmol}; c_v \text{ y } c_p, \text{kJ/kg} \cdot \text{K})$								
Sustancia	Masa molar	T_c	P_c	\bar{v}_c	Z_c	c_v	c_p	ω
Acetileno (C ₂ H ₂)	26.04	309	62,4	0,112	0,272	1,37	1.69	0,190
Aire (equivalente)	28,97	133	37,7	0.0829	0.284	0.718	1.005	
Amoníaco (NH ₃)	17,04	406	112,8	0.0723	0.242	1.66	2.15	0.250
Benceno (C ₆ H ₆)	78,11	562	48,3	0,256	0,274	0,67	0,775	0,212
<i>n</i> -Butano (C ₄ H ₁₀)	58,12	425.2	37.9	0,257	0,274	1,56	1,71	0,199
Dióxido de carbono (CO ₂)	44,01	304,2	73,9	0,0941	0,276	0,657	0,846	0,224
Monóxido de carbono (CO)	28,01	133	35,0	0.0928	0.294	0,744	1,04	0,049
Refrigerante 134a (C ₂ F ₄ H ₂)	102,03	374,3	40.6	0,200	0,262	0,76	0,85	0,326
Etano (C ₂ H ₆)	30,07	305.4	48.8	0,148	0,285	1,48	1,75	0,099
Etileno (C ₂ H ₄)	28,05	283	51.2	0,128	0,279	1,23	1,53	0,089
Helio (He)	4,003	5,2	2,3	0.0579	0.300	3,12	5,19	−0,365
Hidrógeno (H ₂)	2,016	33,2	13,0	0.0648	0,304	10,2	14,3	−0,218
Metano (CH ₄)	16,04	190.7	46.4	0.0991	0,290	1,70	2,22	0,008
Nitrógeno (N ₂)	28,01	126.2	33,9	0.0897	0.291	0,743	1,04	0,039
Oxígeno (O ₂)	32,00	154.4	50,5	0.0741	0.290	0.658	0,918	0,025
Propano (C ₃ H ₈)	44,09	370	42,5	0.200	0.278	1,48	1,67	0,153
Dióxido de azufre (SO ₂)	64,06	431	78.7	0,124	0,268	0,471	0,601	0,256
Agua (H ₂ O)	18,02	647.3	220,9	0.0558	0,230	1,40	1.86	0,344

FUENTES: Principalmente de D. Ambrose, «Vapor-Liquid Critical Properties», National Physical Laboratory Report 107, 1980, y R. C. Reid y otros, *The Properties of Gases and Liquids*, 4.^a Ed., McGraw-Hill, Inc., New York, 1987.

Fórmulas y valores adicionales de algunos elementos y compuestos comunes					
Sustancia	Fórmula	Masa molar	Sustancia	Fórmula	Masa molar
Argón	Ar	39,94	Plata	Ag	107,88
Aluminio	Al	26,97	Sodio	Na	22,997
Carbón	C	12.01	Agua oxigenada	H ₂ O ₂	34.02
Cobre	Cu	63,54	Propileno	C ₃ H ₆	42.08
Hierro	Fe	55,85	<i>n</i> -Pentano	C ₅ H ₁₂	72,15
Plomo	Pb	207,2	<i>n</i> -Octano	C ₈ H ₁₈	114,22
Mercurio	Hg	200.6	Alcohol metílico	CH ₃ OH	32.05
Potasio	K	39.096	Alcohol etílico	C ₂ H ₅ OH	46,07

Tabla A.3. Capacidades térmicas específicas de gas ideal para gases seleccionados, kJ/kg · K

1. Capacidades térmicas específicas a presión cero de seis gases comunes, donde $k = c_p/c_v$										
Temp., K	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	Temp., K
	Aire			Dióxido de carbono (CO ₂)			Monóxido de carbono (CO)			
250	1,003	0,716	1,401	0,791	0,602	1,314	1,039	0,743	1,400	250
300	1,005	0,718	1,400	0,846	0,657	1,288	1,040	0,744	1,399	300
350	1,008	0,721	1,398	0,895	0,706	1,268	1,043	0,746	1,398	350
400	1,013	0,726	1,395	0,939	0,750	1,252	1,047	0,751	1,395	400
450	1,020	0,733	1,391	0,978	0,790	1,239	1,054	0,757	1,392	450
500	1,029	0,742	1,387	1,014	0,825	1,229	1,063	0,767	1,387	500
550	1,040	0,753	1,381	1,046	0,857	1,220	1,075	0,778	1,382	550
600	1,051	0,764	1,376	1,075	0,886	1,213	1,087	0,790	1,376	600
650	1,063	0,776	1,370	1,102	0,913	1,207	1,100	0,803	1,370	650
700	1,075	0,788	1,364	1,126	0,937	1,202	1,113	0,816	1,364	700
750	1,087	0,800	1,359	1,148	0,959	1,197	1,126	0,829	1,358	750
800	1,099	0,812	1,354	1,169	0,980	1,193	1,139	0,842	1,353	800
900	1,121	0,834	1,344	1,204	1,015	1,186	1,163	0,866	1,343	900
1.000	1,142	0,855	1,336	1,234	1,045	1,181	1,185	0,888	1,335	1.000
Temp., K	Hidrógeno (H ₂)			Nitrógeno (N ₂)			Oxígeno (O ₂)			Temp., K
	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	
250	14,051	9,927	1,416	1,039	0,742	1,400	0,913	0,653	1,398	250
300	14,307	10,183	1,405	1,039	0,743	1,400	0,918	0,658	1,395	300
350	14,427	10,302	1,400	1,041	0,744	1,399	0,928	0,668	1,389	350
400	14,476	10,352	1,398	1,044	0,747	1,397	0,941	0,681	1,382	400
450	14,501	10,377	1,398	1,049	0,752	1,395	0,956	0,696	1,373	450
500	14,513	10,389	1,397	1,056	0,759	1,391	0,972	0,712	1,365	500
550	14,530	10,405	1,396	1,065	0,768	1,387	0,988	0,728	1,358	550
600	14,546	10,422	1,396	1,075	0,778	1,382	1,003	0,743	1,350	600
650	14,571	10,447	1,395	1,086	0,789	1,376	1,017	0,758	1,343	650
700	14,604	10,480	1,394	1,098	0,801	1,371	1,031	0,771	1,337	700
750	14,645	10,521	1,392	1,110	0,813	1,365	1,043	0,783	1,332	750
800	14,695	10,570	1,390	1,121	0,825	1,360	1,054	0,794	1,327	800
900	14,822	10,698	1,385	1,145	0,849	1,349	1,074	0,814	1,319	900
1.000	14,983	10,859	1,380	1,167	0,870	1,341	1,090	0,830	1,313	1.000

FUENTE: Valores adaptados de *Tables of Thermal Properties of Gases*, NBS Circular 564, 1955.

Tabla A.3. (Continuación)

2. Valores de la capacidad térmica específica para gases monoatómicos					
En un amplio intervalo de temperaturas a baja presión, las capacidades térmicas específicas c_v y c_p de todos los gases monoatómicos son prácticamente independientes de la temperatura y la presión. Además, todos los gases monoatómicos, en base molar, tienen el mismo valor de c_v o de c_p en un sistema de unidades dado. Un conjunto de valores es					
$c_v = 12,5 \text{ kJ/(kmol} \cdot \text{K)}$ y $c_p = 20,8 \text{ kJ/(kmol} \cdot \text{K)}$					
FUENTE: Valores adaptados de <i>Tables of Thermal Properties of Gases</i> , NBS Circular 564, 1955.					
3. Ecuaciones para la capacidad térmica específica a presión constante de varios gases a presión cero (unidades SI)					
$\frac{\tilde{c}_p}{R_u} = a + bT + cT^2 + dT^3 + eT^4$					
donde T va expresada en kelvin, ecuación válida desde 300 hasta 1.000 K					
Gas	a	$b \times 10^3$	$c \times 10^6$	$d \times 10^9$	$e \times 10^{12}$
CO	3,710	−1,619	3,692	−2,032	0,240
CO ₂	2,401	8,735	−6,607	2,002	
H ₂	3,057	2,677	−5,180	5,521	−1,812
H ₂ O	4,070	−1,108	4,152	−2,964	0,807
O ₂	3,626	−1,878	7,056	−6,764	2,156
N ₂	3,675	−1,208	2,324	−0,632	−0,226
Aire (seco)	3,653	−1,334	3,291	−1,910	0,275
NH ₃	3,591	0,494	8,345	−8,383	2,730
NO	4,046	−3,418	7,982	−6,114	1,592
NO ₂	3,459	2,065	6,687	−9,556	3,620
SO ₂	3,267	5,324	0,684	−5,281	2,559
SO ₃	2,578	14,556	−9,176	−0,792	1,971
CH ₄	3,826	−3,979	24,558	−22,733	6,963
C ₂ H ₂	1,410	19,057	−24,501	16,391	−4,135
C ₂ H ₄	1,426	11,383	7,989	−16,254	6,749

FUENTE: Adaptado de los datos de NASA SP-273, Government Printing Office, Washington, 1971

Tabla A.4. Capacidades térmicas específicas de algunos líquidos y sólidos comunes

$(c_p, \text{ kJ/kg} \cdot ^\circ\text{C})$					
A. Líquidos					
Sustancia	Estado	c_p	Sustancia	Estado	c_p
Agua	1 atm, 273 K	4,217	Benceno	1 atm, 15 °C	1,80
	1 atm, 280 K	4,198		1 atm, 65 °C	1,92
	1 atm, 290 K	4,186	Glicerina	1 atm, 10 °C	2,32
	1 atm, 300 K	4,179		1 atm, 50 °C	2,58
	1 atm, 320 K	4,180	Mercurio	1 atm, 10 °C	0,138
	1 atm, 340 K	4,188		1 atm, 315 °C	0,134
	1 atm, 360 K	4,203	Sodio	1 atm, 95 °C	1,38
	1 atm, 373 K	4,218		1 atm, 540 °C	1,26
Amoníaco	sat., -20 °C	4,52	Propano	1 atm, 0 °C	2,41
	sat., 50 °C	5,10	Bismuto	1 atm, 425 °C	0,144
Refrigerante 134a	sat., -20 °C	1,227		1 atm, 760 °C	0,164
	sat., 20 °C	1,411	Alcohol etílico	1 atm, 25 °C	2,43
	sat., 50 °C	1,581		1 atm, 50 °C	2,81
B. Sólidos					
Sustancia	Temp.	c_p	Sustancia	Temp.	c_p
Hielo	200 K	1,56	Plata	20 °C	0,233
	220 K	1,71		200 °C	0,243
	240 K	1,86	Plomo	-173 °C	0,118
	260 K	2,01		-50 °C	0,126
	270 K	2,08		27 °C	0,129
	273 K	2,11		100 °C	0,131
Aluminio	200 K	0,797		200 °C	0,136
	250 K	0,859	Cobre	-173 °C	0,254
	300 K	0,902		-100 °C	0,342
	350 K	0,929		-50 °C	0,367
	400 K	0,949		0 °C	0,381
	450 K	0,973		27 °C	0,386
Hierro	500 K	0,997		100 °C	0,393
	293 K	0,448		200 °C	0,403

Tabla A.5. Propiedades de gas ideal del aire

$(T, \text{ K}; h \text{ y } u, \text{ kJ/kg}; s^\circ, \text{ kJ/kg} \cdot \text{K}; \text{ el estado estándar es } 1 \text{ atm})$											
T	h	p_r	u	v_r	s°	T	h	p_r	u	v_r	s°
200	199,97	0,3363	142,56	1,707,0	1,29559	460	462,02	6,245	329,97	211,4	2,13407
210	209,97	0,3987	149,69	1,512,0	1,34444	470	472,24	6,742	337,32	200,1	2,15604
220	219,97	0,4690	156,82	1,346,0	1,39105	480	482,49	7,268	344,70	189,5	2,17760
230	230,02	0,5477	164,00	1,205,0	1,43557	490	492,74	7,824	352,08	179,7	2,19876
240	240,02	0,6355	171,13	1,084,0	1,47824	500	503,02	8,411	359,49	170,6	2,21952
250	250,05	0,7329	178,28	979,0	1,51917	510	513,32	9,031	366,92	162,1	2,23993
260	260,09	0,8405	185,45	887,8	1,55848	520	523,63	9,684	374,36	154,1	2,25997
270	270,11	0,9590	192,60	808,0	1,59634	530	533,98	10,37	381,84	146,7	2,27967
280	280,13	1,0889	199,75	738,0	1,63279	540	544,35	11,10	389,34	139,7	2,29906
285	285,14	1,1584	203,33	706,1	1,65055	550	554,74	11,86	396,86	133,1	2,31809
290	290,16	1,2311	206,91	676,1	1,66802	560	565,17	12,66	404,42	127,0	2,33685
295	295,17	1,0368	210,49	647,9	1,68515	570	575,59	13,50	411,97	121,2	2,35531
300	300,19	1,3860	214,07	621,2	1,70203	580	586,04	14,38	419,55	115,7	2,37348
305	305,22	1,4686	217,67	596,0	1,71865	590	596,52	15,31	427,15	110,6	2,39140
310	310,24	1,5546	221,25	572,3	1,73498	600	607,02	16,28	434,78	105,8	2,40902
315	315,27	1,6442	224,85	549,8	1,75106	610	617,53	17,30	442,42	101,2	2,42644
320	320,29	1,7375	228,42	528,6	1,76690	620	628,07	18,36	450,09	96,92	2,44356
325	325,31	1,8345	232,02	508,4	1,78249	630	638,63	19,84	457,78	92,84	2,46048
330	330,34	1,9352	235,61	489,4	1,79783	640	649,22	20,64	465,50	88,99	2,47716
340	340,42	2,149	242,82	454,1	1,82790	650	659,84	21,86	473,25	85,34	2,49364
350	350,49	2,379	250,02	422,2	1,85708	660	670,47	23,13	481,01	81,89	2,50985
360	360,58	2,626	257,24	393,4	1,88543	670	681,14	24,46	488,81	78,61	2,52589
370	370,67	2,892	264,46	367,2	1,91313	680	691,82	25,85	496,62	75,50	2,54175
380	380,77	3,176	271,69	343,4	1,94001	690	702,52	27,29	504,45	72,56	2,55731
390	390,88	3,481	278,93	321,5	1,96633	700	713,27	28,80	512,33	69,76	2,57277
400	400,98	3,806	286,16	301,6	1,99194	710	724,04	30,38	520,23	67,07	2,58810
410	411,12	4,153	293,43	283,3	2,01699	720	734,82	32,02	528,14	64,53	2,60319
420	421,26	4,522	300,69	266,6	2,04142	730	745,62	33,72	536,07	62,13	2,61803
430	431,43	4,915	307,99	251,1	2,06533	740	756,44	35,50	544,02	59,82	2,63280
440	441,61	5,332	315,30	236,8	2,08870	750	767,29	37,35	551,99	57,63	2,64737
450	451,80	5,775	322,62	223,6	2,11161	760	778,18	39,27	560,01	55,54	2,66176

Tabla A.5. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>p_r</i>	<i>u</i>	<i>v_r</i>	<i>s°</i>	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>p_r</i>	<i>u</i>	<i>v_r</i>	<i>s°</i>
780	800,03	43,35	576,12	51,64	2,69013	1.360	1.467,49	399,1	1.077,10	9,780	3,32724
800	821,95	47,75	592,30	48,08	2,71787	1.380	1.491,44	424,2	1.095,26	9,337	3,34474
820	843,98	52,59	608,59	44,84	2,74504	1.400	1.515,42	450,5	1.113,52	8,919	3,36200
840	866,08	57,60	624,95	41,85	2,77170	1.420	1.539,44	478,0	1.131,77	8,526	3,37901
860	888,27	63,09	641,40	39,12	2,79783	1.440	1.563,51	506,9	1.150,13	8,153	3,39586
880	910,56	68,98	657,95	36,61	2,82344	1.460	1.587,63	537,1	1.168,49	7,801	3,41247
900	932,93	75,29	674,58	34,31	2,84856	1.480	1.611,79	568,8	1.186,95	7,468	3,42892
920	955,38	82,05	691,28	32,18	2,87324	1.500	1.635,97	601,9	1.205,41	7,152	3,44516
940	977,92	89,28	708,08	30,22	2,89748	1.520	1.660,23	636,5	1.223,87	6,854	3,46120
960	1.000,55	97,00	725,02	28,40	2,92128	1.540	1.684,51	672,8	1.242,43	6,569	3,47712
980	1.023,25	105,2	741,98	26,73	2,94468	1.560	1.708,82	710,5	1.260,99	6,301	3,49276
1.000	1.046,04	114,0	758,94	25,17	2,96770	1.580	1.733,17	750,0	1.279,65	6,046	3,50829
1.020	1.068,89	123,4	776,10	23,72	2,99034	1.600	1.757,57	791,2	1.298,30	5,804	3,52364
1.040	1.091,85	133,3	793,36	22,39	3,01260	1.620	1.782,00	834,1	1.316,96	5,574	3,53879
1.060	1.114,86	143,9	810,62	21,14	3,03449	1.640	1.806,46	878,9	1.335,72	5,355	3,55381
1.080	1.137,89	155,2	827,88	19,98	3,05608	1.660	1.830,96	925,6	1.354,48	5,147	3,56867
1.100	1.161,07	167,1	845,33	18,896	3,07732	1.680	1.855,50	974,2	1.373,24	4,949	3,58335
1.120	1.184,28	179,7	862,79	17,886	3,09825	1.700	1.880,1	1.025	1.392,7	4,761	3,5979
1.140	1.207,57	193,1	880,35	16,946	3,11883	1.750	1.941,6	1.161	1.439,8	4,328	3,6336
1.160	1.230,92	207,2	897,91	16,064	3,13916	1.800	2.003,3	1.310	1.487,2	3,944	3,6684
1.180	1.254,34	222,2	915,57	15,241	3,15916	1.850	2.065,3	1.475	1.534,9	3,601	3,7023
1.200	1.277,79	238,0	933,33	14,470	3,17888	1.900	2.127,4	1.655	1.582,6	3,295	3,7354
1.220	1.301,13	254,7	951,09	13,747	3,19834	1.950	2.189,7	1.852	1.630,6	3,022	3,7677
1.240	1.324,93	272,3	968,95	13,069	3,21751	2.000	2.252,1	2.068	1.678,7	2,776	3,7994
1.260	1.348,55	290,8	986,90	12,435	3,23638	2.050	2.314,6	2.303	1.726,8	2,555	3,8303
1.280	1.372,24	310,4	1.004,76	11,835	3,25510	2.100	2.377,4	2.559	1.775,3	2,356	3,8605
1.300	1.395,97	330,9	1.022,82	11,275	3,27345	2.150	2.440,3	2.837	1.823,8	2,175	3,8901
1.320	1.419,76	352,5	1.040,88	10,747	3,29160	2.200	2.503,2	3.138	1.872,4	2,012	3,9191
1.340	1.443,60	375,3	1.058,94	10,247	3,30959	2.250	2.566,4	3.464	1.921,3	1,864	3,9474

FUENTE: Adaptado de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables», Wiley, New York, 1945. (Las tablas originales se revisaron en 1983.)

Tabla A.6. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del nitrógeno diatómico (N₂)

($\Delta h_f^\circ = 0$ kJ/kmol; *T*, K; *h* y *u*, kJ/kmol; *s°*, kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s°</i>	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s°</i>
0	0	0	0	600	17.563	12.574	212,066
220	6.391	4.562	182,639	610	17.864	12.792	212,564
230	6.683	4.770	183,938	620	18.166	13.011	213,055
240	6.975	4.979	185,180	630	18.468	13.230	213,541
250	7.266	5.188	186,370	640	18.772	13.450	214,018
260	7.558	5.396	187,514	650	19.075	13.671	214,489
270	7.849	5.604	188,614	660	19.380	13.892	214,954
280	8.141	5.813	189,673	670	19.685	14.114	215,413
290	8.432	6.021	190,695	680	19.991	14.337	215,866
298	8.669	6.190	191,502	690	20.297	14.560	216,314
300	8.723	6.229	191,682	700	20.604	14.784	216,756
310	9.014	6.437	192,638	710	20.912	15.008	217,192
320	9.306	6.645	193,562	720	21.220	15.234	217,624
330	9.597	6.853	194,459	730	21.529	15.460	218,059
340	9.888	7.061	195,328	740	21.839	15.686	218,472
350	10.180	7.270	196,173	750	22.149	15.913	218,889
360	10.471	7.478	196,995	760	22.460	16.141	219,301
370	10.763	7.687	197,794	770	22.772	16.370	219,709
380	11.055	7.895	198,572	780	23.085	16.599	220,113
390	11.347	8.104	199,331	790	23.398	16.830	220,512
400	11.640	8.314	200,071	800	23.714	17.061	220,907
410	11.932	8.523	200,794	810	24.027	17.292	221,298
420	12.225	8.733	201,499	820	23.342	17.524	221,684
430	12.518	8.943	202,189	830	24.658	17.757	222,067
440	12.811	9.153	202,863	840	24.974	17.990	222,447
450	13.105	9.363	203,523	850	25.292	18.224	222,822
460	13.399	9.574	204,170	860	25.610	18.459	223,194
470	13.693	9.786	204,803	870	25.928	18.695	223,562
480	13.988	9.997	205,424	880	26.248	18.931	223,927
490	14.285	10.210	206,033	890	26.568	19.168	224,288
500	14.581	10.423	206,630	900	26.890	19.407	224,647
510	14.876	10.635	207,216	910	27.210	19.644	225,002
520	15.172	10.848	207,792	920	27.532	19.883	225,353
530	15.469	11.062	208,358	930	27.854	20.122	225,701
540	15.766	11.277	208,914	940	28.178	20.362	226,047
550	16.064	11.492	209,461	950	28.501	20.603	226,389
560	16.363	11.707	209,999	960	28.826	20.844	226,728
570	16.662	11.923	210,528	970	29.151	21.086	227,064
580	16.962	12.139	211,049	980	29.476	21.328	227,398
590	17.262	12.356	211,562	990	29.803	21.571	227,728

Tabla A.6. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.000	30.129	21.815	228,057	1.760	56.227	41.594	247,396
1.020	30.784	22.304	228,706	1.780	56.938	42.139	247,798
1.040	31.442	22.795	229,344	1.800	57.651	42.685	248,195
1.060	32.101	23.288	229,973	1.820	58.363	43.231	248,589
1.080	32.762	23.782	230,591	1.840	59.075	43.777	248,979
1.100	33.426	24.280	231,199	1.860	59.790	44.324	249,365
1.120	34.092	24.780	231,799	1.880	60.504	44.873	249,748
1.140	34.760	25.282	232,391	1.900	61.220	45.423	250,128
1.160	35.430	25.786	232,973	1.920	61.936	45.973	250,502
1.180	36.104	26.291	233,549	1.940	62.654	46.524	250,874
1.200	36.777	26.799	234,115	1.960	63.381	47.075	251,242
1.220	37.452	27.308	234,673	1.980	64.090	47.627	251,607
1.240	38.129	27.819	235,223	2.000	64.810	48.181	251,969
1.260	38.807	28.331	235,766	2.050	66.612	49.567	252,858
1.280	39.488	28.845	236,302	2.100	68.417	50.957	253,726
1.300	40.170	29.361	236,831	2.150	70.226	52.351	254,578
1.320	40.853	29.878	237,353	2.200	72.040	53.749	255,412
1.340	41.539	30.398	237,867	2.250	73.856	55.149	256,227
1.360	42.227	30.919	238,376	2.300	75.676	56.553	257,027
1.380	42.915	31.441	238,878	2.350	77.496	57.958	257,810
1.400	43.605	31.964	239,375	2.400	79.320	59.366	258,580
1.420	44.295	32.489	239,865	2.450	81.149	60.779	259,332
1.440	44.988	33.014	240,350	2.500	82.981	62.195	260,073
1.460	45.682	33.543	240,827	2.550	84.814	63.613	260,799
1.480	46.377	34.071	241,301	2.600	86.650	65.033	261,512
1.500	47.073	34.601	241,768	2.650	88.488	66.455	262,213
1.520	47.771	35.133	242,228	2.700	90.328	67.880	262,902
1.540	48.470	35.665	242,685	2.750	92.171	69.306	263,577
1.560	49.168	36.197	243,137	2.800	94.014	70.734	264,241
1.580	49.869	36.732	243,585	2.850	95.859	72.163	264,895
1.600	50.571	37.268	244,028	2.900	97.705	73.593	265,538
1.620	51.275	37.806	244,464	2.950	99.556	75.028	266,170
1.640	51.980	38.344	244,896	3.000	101.407	76.464	266,793
1.660	52.686	38.884	245,324	3.050	103.260	77.902	267,404
1.680	53.393	39.424	245,747	3.100	105.115	79.341	268,007
1.700	54.099	39.965	246,166	3.150	106.972	80.782	268,601
1.720	54.807	40.507	246,580	3.200	108.830	82.224	269,186
1.740	55.516	41.049	246,990	3.250	110.690	83.668	269,763

FUENTE: Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971.

Tabla A.7. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del oxígeno diatómico (O₂)

($\Delta h_f^\circ = 0$ kJ/kmol; *T*, K; *h* y *u*, kJ/kmol; *s*^o, kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	600	17.929	12.940	226,346
220	6.404	4.575	196,171	610	18.250	13.178	226,877
230	6.694	4.782	197,461	620	18.572	13.417	227,400
240	6.984	4.989	198,696	630	18.895	13.657	227,918
250	7.275	5.197	199,885	640	19.219	13.898	228,429
260	7.566	5.405	201,027	650	19.544	14.140	228,932
270	7.858	5.613	202,128	660	19.870	14.383	229,430
280	8.150	5.822	203,191	670	20.197	14.626	229,920
290	8.443	6.032	204,218	680	20.524	14.871	230,405
298	8.682	6.203	205,033	690	20.854	15.116	230,885
300	8.736	6.242	205,213	700	21.184	15.364	231,358
310	9.030	6.453	206,177	710	21.514	15.611	231,827
320	9.325	6.664	207,112	720	21.845	15.859	232,291
330	9.620	6.877	208,020	730	22.177	16.107	232,748
340	9.916	7.090	208,904	740	22.510	16.357	233,201
350	10.213	7.303	209,765	750	22.844	16.607	233,649
360	10.511	7.518	210,604	760	23.178	16.859	234,091
370	10.809	7.733	211,423	770	23.513	17.111	234,528
380	11.109	7.949	212,222	780	23.850	17.364	234,960
390	11.409	8.166	213,002	790	24.186	17.618	235,387
400	11.711	8.384	213,765	800	24.523	17.872	235,810
410	12.012	8.603	214,510	810	24.861	18.126	236,230
420	12.314	8.822	215,241	820	25.199	18.382	236,644
430	12.618	9.043	215,955	830	25.537	18.637	237,055
440	12.923	9.264	216,656	840	25.877	18.893	237,462
450	13.228	9.487	217,342	850	26.218	19.150	237,864
460	13.535	9.710	218,016	860	26.559	19.408	238,264
470	13.842	9.935	218,676	870	26.899	19.666	238,660
480	14.151	10.160	219,326	880	27.242	19.925	239,051
490	14.460	10.386	219,963	890	27.584	20.185	239,439
500	14.770	10.614	220,589	900	27.928	20.445	239,823
510	15.082	10.842	221,206	910	28.272	20.706	240,203
520	15.395	11.071	221,812	920	28.616	20.967	240,580
530	15.708	11.301	222,409	930	28.960	21.228	240,953
540	16.022	11.533	222,997	940	29.306	21.491	241,323
550	16.338	11.765	223,576	950	29.652	21.754	241,689
560	16.654	11.998	224,146	960	29.999	22.017	242,052
570	16.971	12.232	224,708	970	30.345	22.280	242,411
580	17.290	12.467	225,262	980	30.692	22.544	242,768
590	17.609	12.703	225,808	990	31.041	22.809	243,120

Tabla A.7. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.000	31.389	23.075	243,471	1.760	58.880	44.247	263,861
1.020	32.088	23.607	244,164	1.780	59.624	44.825	264,283
1.040	32.789	24.142	244,844	1.800	60.371	45.405	264,701
1.060	33.490	24.677	245,513	1.820	61.118	45.986	265,113
1.080	34.194	25.214	246,171	1.840	61.866	46.568	265,521
1.100	34.899	25.753	246,818	1.860	62.616	47.151	265,925
1.120	35.606	26.294	247,454	1.880	63.365	47.734	266,326
1.140	36.314	26.836	248,081	1.900	64.116	48.319	266,722
1.160	37.023	27.379	248,698	1.920	64.868	48.904	267,115
1.180	37.734	27.923	249,307	1.940	65.620	49.490	267,505
1.200	38.447	28.469	249,906	1.960	66.374	50.078	267,891
1.220	39.162	29.018	250,497	1.980	67.127	50.665	268,275
1.240	39.877	29.568	251,079	2.000	67.881	51.253	268,655
1.260	40.594	30.118	251,653	2.050	69.772	52.727	269,588
1.280	41.312	30.670	252,219	2.100	71.668	54.208	270,504
1.300	42.033	31.224	252,776	2.150	73.573	55.697	271,399
1.320	42.753	31.778	253,325	2.200	75.484	57.192	272,278
1.340	43.475	32.334	253,868	2.250	77.397	58.690	273,136
1.360	44.198	32.891	254,404	2.300	79.316	60.193	273,981
1.380	44.923	33.449	254,932	2.350	81.243	61.704	274,809
1.400	45.648	34.008	255,454	2.400	83.174	63.219	275,625
1.420	46.374	34.567	255,968	2.450	85.112	64.742	276,424
1.440	47.102	35.129	256,475	2.500	87.057	66.271	277,207
1.460	47.831	35.692	256,978	2.550	89.004	67.802	277,979
1.480	48.561	36.256	257,474	2.600	90.956	69.339	278,738
1.500	49.292	36.821	257,965	2.650	92.916	70.883	279,485
1.520	50.024	37.387	258,450	2.700	94.881	72.433	280,219
1.540	50.756	37.952	258,928	2.750	96.852	73.987	280,942
1.560	51.490	38.520	259,402	2.800	98.826	75.546	281,654
1.580	52.224	39.088	259,870	2.850	100.808	77.112	282,357
1.600	52.961	39.658	260,333	2.900	102.793	78.682	283,048
1.620	53.696	40.227	260,791	2.950	104.785	80.258	283,728
1.640	54.434	40.799	261,242	3.000	106.780	81.837	284,399
1.660	55.172	41.370	261,690	3.050	108.778	83.419	285,060
1.680	55.912	41.944	262,132	3.100	110.784	85.009	285,713
1.700	56.652	42.517	262,571	3.150	112.795	86.601	286,355
1.720	57.394	43.093	263,005	3.200	114.809	88.203	286,989
1.740	58.136	43.669	263,435	3.250	116.827	89.804	287,614

FUENTE: Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971.

Tabla A.8. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del monóxido de carbono (CO)

($\Delta h_f^\circ = -110.530$ kJ/kmol; *T*, K; *h* y *u*, kJ/kmol; *s*^o, kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	600	17.611	12.622	218,204
220	6.391	4.562	188,683	610	17.915	12.843	218,708
230	6.683	4.771	189,980	620	18.221	13.066	219,205
240	6.975	4.979	191,221	630	18.527	13.289	219,695
250	7.266	5.188	192,411	640	18.833	13.512	220,179
260	7.558	5.396	193,554	650	19.141	13.736	220,656
270	7.849	5.604	194,654	660	19.449	13.962	221,127
280	8.140	5.812	195,173	670	19.758	14.187	221,592
290	8.432	6.020	196,735	680	20.068	14.414	222,052
298	8.669	6.190	197,543	690	20.378	14.641	222,505
300	8.723	6.229	197,723	700	20.690	14.870	222,953
310	9.014	6.437	198,678	710	21.002	15.099	223,396
320	9.306	6.645	199,603	720	21.315	15.328	223,833
330	9.597	6.854	200,500	730	21.628	15.558	224,265
340	9.889	7.062	201,371	740	21.943	15.789	224,692
350	10.181	7.271	202,217	750	22.258	16.022	225,115
360	10.473	7.480	203,040	760	22.573	16.255	225,533
370	10.765	7.689	203,842	770	22.890	16.488	225,947
380	11.058	7.899	204,622	780	23.208	16.723	226,357
390	11.351	8.108	205,383	790	23.526	16.957	226,762
400	11.644	8.319	206,125	800	23.844	17.193	227,162
410	11.938	8.529	206,850	810	24.164	17.429	227,559
420	12.232	8.740	207,549	820	24.483	17.665	227,952
430	12.526	8.951	208,252	830	24.803	17.902	228,339
440	12.821	9.163	208,929	840	25.124	18.140	228,724
450	13.116	9.375	209,593	850	25.446	18.379	229,106
460	13.412	9.587	210,243	860	25.768	18.617	229,482
470	13.708	9.800	210,880	870	26.091	18.858	229,856
480	14.005	10.014	211,504	880	26.415	19.099	230,227
490	14.302	10.228	212,117	890	26.740	19.341	230,593
500	14.600	10.443	212,719	900	27.066	19.583	230,957
510	14.898	10.658	213,310	910	27.392	19.826	231,317
520	15.197	10.874	213,890	920	27.719	20.070	231,674
530	15.497	11.090	214,460	930	28.046	20.314	232,028
540	15.797	11.307	215,020	940	28.375	20.559	232,379
550	16.097	11.524	215,572	950	28.703	20.805	232,727
560	16.399	11.743	216,115	960	29.033	21.051	233,072
570	16.701	11.961	216,649	970	29.362	21.298	233,413
580	17.003	12.181	217,175	980	29.693	21.545	233,752
590	17.307	12.401	217,693	990	30.024	21.793	234,088

Tabla A.8. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.000	30.355	22.041	234,421	1.760	56.756	42.123	253,991
1.020	31.020	22.540	235,079	1.780	57.473	42.673	254,398
1.040	31.688	23.041	235,728	1.800	58.191	43.225	254,797
1.060	32.357	23.544	236,364	1.820	58.910	43.778	255,194
1.080	33.029	24.049	236,992	1.840	59.629	44.331	255,587
1.100	33.702	24.557	237,609	1.860	60.351	44.886	255,976
1.120	34.377	25.065	238,217	1.880	61.072	45.441	256,361
1.140	35.054	25.575	238,817	1.900	61.794	45.997	256,743
1.160	35.733	26.088	239,407	1.920	62.516	46.552	257,122
1.180	36.406	26.602	239,989	1.940	63.238	47.108	257,497
1.200	37.095	27.118	240,663	1.960	63.961	47.665	257,868
1.220	37.780	27.637	241,128	1.980	64.684	48.221	258,236
1.240	38.446	28.426	241,686	2.000	65.408	48.780	258,600
1.260	39.154	28.678	242,236	2.050	67.224	50.179	259,494
1.280	39.884	29.201	242,780	2.100	69.044	51.584	260,370
1.300	40.534	29.725	243,316	2.150	70.864	52.998	261,226
1.320	41.266	30.251	243,844	2.200	72.688	54.396	262,065
1.340	41.919	30.778	244,366	2.250	74.516	55.809	262,887
1.360	42.613	31.306	244,880	2.300	76.345	57.222	263,692
1.380	43.309	31.836	245,388	2.350	78.178	58.640	264,480
1.400	44.007	32.367	245,889	2.400	80.015	60.060	265,253
1.420	44.707	32.900	246,385	2.450	81.852	61.482	266,012
1.440	45.408	33.434	246,876	2.500	83.692	62.906	266,755
1.460	46.110	33.971	247,360	2.550	85.537	64.335	267,485
1.480	46.813	34.508	247,839	2.600	87.383	65.766	268,202
1.500	47.517	35.046	248,312	2.650	89.230	67.197	268,905
1.520	48.222	35.584	248,778	2.700	91.077	68.628	269,596
1.540	48.928	36.124	249,240	2.750	92.930	70.066	270,285
1.560	49.635	36.665	249,695	2.800	94.784	71.504	270,943
1.580	50.344	37.207	250,147	2.850	96.639	72.945	271,602
1.600	51.053	37.750	250,592	2.900	98.495	74.383	272,249
1.620	51.763	38.293	251.033	2.950	100.352	75.825	272,884
1.640	52.472	38.837	251,470	3.000	102.210	77.267	273,508
1.660	53.184	39.382	251,901	3.050	104.073	78.715	274,123
1.680	53.895	39.927	252,329	3.100	105.939	80.164	274,730
1.700	54.609	40.474	252,751	3.150	107.802	81.612	275,326
1.720	55.323	41.023	253,169	3.200	109.667	83.061	275,914
1.740	56.039	41.572	253,582	3.250	111.534	84.513	276,494

FUENTE: Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971.

Tabla A.9. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del dióxido de carbono (CO₂)

($\Delta \bar{h}_f^\circ = -393.520$ kJ/kmol; *T*, K; *h* y *u*, kJ/kmol; *s*^o, kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	600	22.280	17.291	243,199
220	6.601	4.772	202,966	610	22.754	17.683	243,983
230	6.938	5.026	204,464	620	23.321	18.076	244,758
240	7.280	5.285	205,920	630	23.709	18.471	245,524
250	7.627	5.548	207,337	640	24.190	18.869	246,282
260	7.979	5.817	208,717	650	24.674	19.270	247,032
270	8.335	6.091	210,062	660	25.160	19.672	247,773
280	8.697	6.369	211,376	670	25.648	20.078	248,507
290	9.063	6.651	212,660	680	26.138	20.484	249,233
298	9.364	6.885	213.685	690	26.631	20.894	249,952
300	9.431	6.939	213,915	700	27.125	21.305	250,663
310	9.807	7.230	215,146	710	27.622	21.719	251,368
320	10.186	7.526	216,351	720	28.121	22.134	252,065
330	10.570	7.826	217,534	730	28.622	22.552	252,755
340	10.959	8.131	218,694	740	29.124	22.972	253,439
350	11.351	8.439	219,831	750	29.629	23.393	254,117
360	11.748	8.752	220,948	760	30.135	23.817	254,787
370	12.148	9.068	222,044	770	30.644	24.242	255,452
380	12.552	9.392	223,122	780	31.154	24.669	256,110
390	12.960	9.718	224,182	790	31.665	25.097	256,762
400	13.372	10.046	225,225	800	32.179	25.527	257,408
410	13.787	10.378	226,250	810	32.694	25.959	258,048
420	14.206	10.714	227,258	820	33.212	26.394	258,682
430	14.628	11.053	228,252	830	33.730	26.829	259,311
440	15.054	11.393	229,230	840	34.251	27.267	259,934
450	15.483	11.742	230,194	850	34.773	27.706	260,551
460	15.916	12.091	231,144	860	35.296	28.125	261,164
470	16.351	12.444	232,080	870	35.821	28.588	261,770
480	16.791	12.800	233,004	880	36.347	29.031	262,371
490	17.232	13.158	233,916	890	36.876	29.476	262,968
500	17.678	13.521	234,814	900	37.405	29.922	263,559
510	18.126	13.885	235,700	910	37.935	30.369	264,146
520	18.576	14.253	236,575	920	38.467	30.818	264,728
530	19.029	14.622	237,439	930	39.000	31.268	265,304
540	19.485	14.996	238,292	940	39.535	31.719	265,877
550	19.945	15.372	239,135	950	40.070	32.171	266,444
560	20.407	15.751	239,962	960	40.607	32.625	267,007
570	20.870	16.131	240,789	970	41.145	33.081	267,566
580	21.337	16.515	241,602	980	41.685	33.537	268,119
590	21.807	16.902	242.405	990	42.226	33.995	268,670

Tabla A.9. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.000	42.769	34.445	269,215	1.760	86.420	71.787	301,543
1.020	43.859	35.378	270,293	1.780	87.612	72.812	302,271
1.040	44.953	36.306	271,354	1.800	88.806	73.840	302,884
1.060	46.051	37.238	272.400	1.820	90.000	74.868	303,544
1.080	47.153	38.174	273,430	1.840	91.196	75.897	304,198
1.100	48.258	39.112	274,445	1.860	92.394	76.929	304,845
1.120	49,369	40.057	275,444	1.880	93.593	77.962	305,487
1.140	50.484	41.006	276,430	1.900	94.793	78.996	306,122
1.160	51.602	41.957	277,403	1.920	95.995	80.031	306,751
1.180	52.724	42.913	278,362	1.940	97.197	81.067	307,374
1.200	53.848	43.871	279,307	1.960	98.401	82.105	307,992
1.220	54.977	44.834	280,238	1.980	99.606	83.144	308,604
1.240	56.108	45.779	281,158	2.000	100.804	84.185	309,210
1.260	57.244	46.768	282,066	2.050	103.835	86.791	310,701
1.280	58.381	47.739	282,962	2.100	106.864	89.404	312,160
1.300	59.522	48.713	283,847	2.150	109.898	92.023	313,589
1.320	60.666	49.691	284,722	2.200	112.939	94.648	314,988
1.340	61.813	50.672	285,586	2.250	115.984	97.277	316,356
1.360	62.963	51.656	286,439	2.300	119.035	99.912	317,965
1.380	64.116	52.643	287,283	2.350	122.091	102.552	319,011
1.400	65.271	53.631	288,106	2.400	125.152	105.197	320,302
1.420	66.427	54.621	288,934	2.450	128.219	107.849	321,566
1.440	67.586	55.614	289,743	2.500	131.290	110.504	322,808
1.460	68.748	56.609	290,542	2.550	134.368	113.166	324,026
1.480	69.911	57.606	291,333	2.600	137.449	115.832	325,222
1.500	71.078	58.606	292,114	2.650	140.533	118.500	326,396
1.520	72.246	59.609	292,888	2.700	143.620	121.172	327,549
1.540	73.417	60.613	293,654	2.750	146.713	123.849	328,684
1.560	74.590	61.620	294,411	2.800	149.808	126.528	329,800
1.580	75.767	62.630	295,161	2.850	152.908	129.212	330,896
1.600	76.944	63.741	295,901	2.900	156.009	131.898	331,975
1.620	78.123	64.653	296,632	2.950	159.117	134.589	333,037
1.640	79.303	65.668	297,356	3.000	162.226	137.283	334,084
1.660	80.486	66.592	298,072	3.050	165.341	139.982	335,114
1.680	81.670	67.702	298,781	3.100	168.456	142.681	336,126
1.700	82.856	68.721	299,482	3.150	171.576	145.385	337,124
1.720	84.043	69.742	300,177	3.200	174.695	148.089	338,109
1.740	85.231	70.764	300,863	3.250	177.822	150.801	339,069

FUENTE. Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971

Tabla A.10. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del agua (H₂O)

($\Delta h_f^\circ = -241.820$ kJ/kmol; *T*, K; *h* y *u*, kJ/kmol; *s*^o, kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	600	20.402	15.413	212,920
220	7.295	5.466	178,576	610	20.765	15.639	213,529
230	7.628	5.715	180,054	620	21.130	15.975	214,122
240	7.961	5.965	181.471	630	21.495	16.257	214,707
250	8.294	6.215	182.831	640	21.862	16.541	215,285
260	8.627	6.466	184,139	650	22.230	16.826	215,856
270	8.961	6.716	185,399	660	22.600	17.112	216,419
280	9.296	6.968	186,616	670	22.970	17.399	216,976
290	9.631	7.219	187,791	680	23.342	17.688	217,527
298	9.904	7.425	188,720	690	23.714	17.978	218,071
300	9.966	7.472	188,928	700	24.088	18.268	218,610
310	10.302	7.725	190,030	710	24.464	18.561	219,142
320	10.639	7.978	191,098	720	24.840	18.854	219,668
330	10.976	8.232	192,136	730	25.218	19.148	220,189
340	11.314	8.487	193,144	740	25.597	19.444	220,707
350	11.652	8.742	194,125	750	25.977	19.741	221,215
360	11.992	8.998	195,081	760	26.358	20.039	221,720
370	12.331	9.255	196,012	770	26.741	20.339	222,221
380	12.672	9.513	196,920	780	27.125	20.639	222,717
390	13.014	9.771	197,807	790	27.510	20.941	223,207
400	13.356	10.030	198,673	800	27.896	21.245	223,693
410	13.699	10.290	199,521	810	28.284	21.549	224,174
420	14.043	10.551	200,350	820	28.672	21.855	224,651
430	14.388	10.813	201,160	830	29.062	22.162	225,123
440	14.734	11.075	201,955	840	29.454	22.470	225,592
450	15.080	11.339	202,734	850	29.846	22.779	226,057
460	15.428	11.603	203,497	860	30.240	23.090	226,517
470	15.777	11.869	204,247	870	30.635	23.402	226,973
480	16.126	12.135	204,982	880	31.032	23.715	227,426
490	16.477	12.403	205,705	890	31.429	24.029	227,875
500	16.828	12.671	206,413	900	31.828	24.345	228,321
510	17.181	12.940	207,112	910	32.228	24.662	228,763
520	17.534	13.211	207,799	920	32.629	24.980	229,202
530	17.889	13.482	208,475	930	33.032	25.300	229,637
540	18.245	13.755	209,139	940	33.436	25.621	230,070
550	18.601	14.028	209,795	950	33.841	25.943	230,499
560	18.959	14.303	210,440	960	34.247	26.265	230,924
570	19.318	14.579	211,075	970	34.653	26.588	231,347
580	19.678	14.856	211,702	980	35.061	26.913	231,767
590	20.039	15.134	212,320	990	35.472	27.240	232,184

Tabla A.10. (Continuación)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.000	35.882	27.568	232,597	1.760	70.535	55.902	258,151
1.020	36.709	28.228	233,415	1.780	71.523	56.723	258,708
1.040	37.542	28.895	234,223	1.800	72.513	57.547	259,262
1.060	38.380	29.567	235,020	1.820	73.507	58.375	259,811
1.080	39.223	30.243	235,806	1.840	74.506	59.207	260,357
1.100	40.071	30.925	236,584	1.860	75.506	60.042	260,898
1.120	40.923	31.611	237,352	1.880	76.511	60.880	261,436
1.140	41.780	32.301	238,110	1.900	77.517	61.720	261,969
1.160	42.642	32.997	238,859	1.920	78.527	62.564	262,497
1.180	43.509	33.698	239,600	1.940	79.540	63.411	263,022
1.200	44.380	34.403	240,333	1.960	80.555	64.259	263,542
1.220	45.256	35.112	241,057	1.980	81.573	65.111	264,059
1.240	46.137	35.827	241,773	2.000	82.593	65.965	264,571
1.260	47.022	36.546	242,482	2.050	85.156	68.111	265,838
1.280	47.912	37.270	243,183	2.100	87.735	70.275	267,081
1.300	48.807	38.000	243,877	2.150	90.330	72.454	268,301
1.320	49.707	38.732	244,564	2.200	92.940	74.649	269,500
1.340	50.612	39.470	245,243	2.250	95.562	76.855	270,679
1.360	51.521	40.213	245,915	2.300	98.199	79.076	271,839
1.380	52.434	40.960	246,582	2.350	100.846	81.308	272,978
1.400	53.351	41.711	247,241	2.400	103.508	83.553	274,098
1.420	54.273	42.466	247,895	2.450	106.183	85.811	275,201
1.440	55.198	43.226	248,543	2.500	108.868	88.082	276,286
1.460	56.128	43.989	249,185	2.550	111.565	90.364	277,354
1.480	57.062	44.756	249,820	2.600	114.273	92.656	278,407
1.500	57.999	45.528	250,450	2.650	116.991	94.958	279,441
1.520	58.942	46.304	251,074	2.700	119.717	97.269	280,462
1.540	59.888	47.084	251,693	2.750	122.453	99.588	281,464
1.560	60.838	47.868	252,305	2.800	125.198	101.917	282,453
1.580	61.792	48.655	252,912	2.850	127.952	104.256	283,429
1.600	62.748	49.445	253,513	2.900	130.717	106.605	284,390
1.620	63.709	50.240	254,111	2.950	133.486	108.959	285,338
1.640	64.675	51.039	254,703	3.000	136.264	111.321	286,273
1.660	65.643	51.841	255,290	3.050	139.051	113.692	287,194
1.680	66.614	52.646	255,873	3.100	141.846	116.072	288,102
1.700	67.589	53.455	256,450	3.150	144.648	118.458	288,999
1.720	68.567	54.267	257,002	3.200	147.457	120.851	289,884
1.740	69.550	55.083	257,589	3.250	150.272	123.250	290,756

FUENTE: Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971.

Tabla A.11. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del hidrógeno diatómico (H₂)

(Δ <i>h</i> _f ^o = 0 kJ/kmol; <i>T</i> , K; <i>h</i> y <i>u</i> , kJ/kmol; <i>s</i> ^o , kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)							
<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	1.440	42.808	30.835	177,410
260	7.370	5.209	126,636	1.480	44.091	31.786	178,291
270	7.657	5.412	127,719	1.520	45.384	32.746	179,153
280	7.945	5.617	128,765	1.560	46.683	33.713	179,995
290	8.233	5.822	129,775	1.600	47.990	34.687	180,820
298	8.468	5.989	130,574	1.640	49.303	35.668	181,632
300	8.522	6.027	130,754	1.680	50.662	36.654	182,428
320	9.100	6.440	132,621	1.720	51.947	37.646	183,208
340	9.680	6.853	134,378	1.760	53.279	38.645	183,973
360	10.262	7.268	136,039	1.800	54.618	39.652	184,724
380	10.843	7.684	137,612	1.840	55.962	40.663	185,463
400	11.426	8.100	139,106	1.880	57.311	41.680	186,190
420	12.010	8.518	140,529	1.920	58.668	42.705	186,904
440	12.594	8.936	141,888	1.960	60.031	43.735	187,607
460	13.179	9.355	143,187	2.000	61.400	44.771	188,297
480	13.764	9.773	144,432	2.050	63.119	46.074	189,148
500	14.350	10.193	145,628	2.100	64.847	47.386	189,979
520	14.935	10.611	146,775	2.150	66.584	48.708	190,796
560	16.107	11.451	148,945	2.200	68.328	50.037	191,598
600	17.280	12.291	150,698	2.250	70.080	51.373	192,385
640	18.453	13.133	152,863	2.300	71.839	52.716	193,159
680	19.630	13.976	154,645	2.350	73.608	54.069	193,921
720	20.807	14.821	156,328	2.400	75.383	55.429	194,669
760	21.988	15.669	157,923	2.450	77.168	56.798	195,403
800	23.171	16.520	159,440	2.500	78.960	58.175	196,125
840	24.359	17.375	160,891	2.550	80.755	59.554	196,837
880	25.551	18.235	162,277	2.600	82.558	60.941	197,539
920	26.747	19.098	163,607	2.650	84.386	62.335	198,229
960	27.948	19.966	164,884	2.700	86.186	63.737	198,907
1.000	29.154	20.839	166,114	2.750	88.008	65.144	199,575
1.040	30.364	21.717	167,300	2.800	89.838	66.558	200,234
1.080	31.580	22.601	168,449	2.850	91.671	67.976	200,885
1.120	32.802	23.490	169,560	2.900	93.512	69.401	201,527
1.160	34.028	24.384	170,636	2.950	95.358	70.831	202,157
1.200	35.262	25.284	171,682	3.000	97.211	72.268	202,778
1.240	36.502	26.192	172,698	3.050	99.065	73.707	203,391
1.280	37.749	27.106	173,687	3.100	100.926	75.152	203,995
1.320	39.002	28.027	174,652	3.150	102.793	76.604	204,592
1.360	40.263	28.995	175,593	3.200	104.667	78.061	205,181
1.400	41.530	29.889	176,510	3.250	106.545	79.523	205,765

Tabla A.11. (Continuación)
Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del oxígeno monoatómico (O)

($\Delta h_f^\circ = 249.190$ kJ/kmol; el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	2.400	50.894	30.940	204,932
298	6.852	4.373	160,944	2.450	51.936	31.566	205,362
300	6.892	4.398	161,079	2.500	52.979	32.193	205,783
500	11.197	7.040	172,088	2.550	54.021	32.820	206,196
1.000	21.713	13.398	186,678	2.600	55.064	33.447	206,601
1.500	32.150	19.679	195,143	2.650	56.108	34.075	206,999
1.600	34.234	20.931	196,488	2.700	57.152	34.703	207,389
1.700	36.317	22.183	197,751	2.750	58.196	35.332	207,772
1.800	38.400	23.434	198,941	2.800	59.241	35.961	208,148
1.900	40.482	24.685	200,067	2.850	60.286	36.590	208,518
2.000	42.564	25.935	201,135	2.900	61.332	37.220	208,882
2.050	43.605	26.560	201,649	2.950	62.378	37.851	209,240
2.100	44.646	27.186	202,151	3.000	63.425	38.482	209,592
2.150	45.687	27.811	202,641	3.100	65.520	39.746	210,279
2.200	46.728	28.436	203,119	3.200	67.619	41.013	210,945
2.250	47.769	29.062	203,588	3.300	69.720	42.283	211,592
2.300	48.811	29.688	204,045	3.400	71.824	43.556	212,220
2.350	49.852	30.314	204,493	3.500	73.932	44.832	212,831

Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del hidroxilo (OH)

($\Delta h_f^\circ = 39.040$ kJ/kmol; el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i>	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
0	0	0	0	2.400	77.015	57.061	248,628
298	9.188	6.709	183,594	2.450	78.801	58.431	249,364
300	9.244	6.749	183,779	2.500	80.592	59.806	250,088
500	15.181	11.024	198,955	2.550	82.338	61.186	250,799
1.000	30.123	21.809	219,624	2.600	84.189	62.572	251,499
1.500	46.046	33.575	232,506	2.650	85.995	63.962	252,187
1.600	49.358	36.055	234,642	2.700	87.806	65.358	252,864
1.700	52.706	38.571	236,672	2.750	89.622	66.757	253,530
1.800	56.089	41.123	238,606	2.800	91.442	68.162	254,186
1.900	59.505	43.708	240,453	2.850	93.266	69.570	254,832
2.000	62.952	46.323	242,221	2.900	95.095	70.983	255,468
2.050	64.687	47.642	243,077	2.950	96.927	72.400	256,094
2.100	66.428	48.968	243,917	3.000	98.763	73.820	256,712
2.150	68.177	50.301	244,740	3.100	102.447	76.673	257,919
2.200	69.932	51.641	245,547	3.200	106.145	79.539	259,093
2.250	71.694	52.987	246,338	3.300	109.855	82.418	260,235
2.300	73.462	54.339	247,116	3.400	113.578	85.309	261,347
2.350	75.236	55.697	247,879	3.500	117.312	88.212	262,429

FUENTE: Basada en datos de JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971.

Tabla A.12. Propiedades del agua en saturación: tabla de temperatura

(*v*, m³/kg; *u*, kJ/kg; *h*, kJ/kg; *s*, kJ/(kg · K); 1 bar = 0,1 MPa)

Temp., °C <i>T</i>	Pres., bar <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v</i> _{<i>f</i>} × 10³	Vapor sat. <i>v</i> _{<i>g</i>}	Líquido sat. <i>u</i> _{<i>f</i>}	Vapor sat. <i>u</i> _{<i>g</i>}	Líquido sat. <i>h</i> _{<i>f</i>}	Evap. <i>h</i> _{<i>fg</i>}	Vapor sat. <i>h</i> _{<i>g</i>}	Líquido sat. <i>s</i> _{<i>f</i>}	Vapor sat. <i>s</i> _{<i>g</i>}
0	0.00611	1,0002	206,278	−0.03	2.375,4	−0.02	2.501,4	2.501,3	0.0001	9,1565
4	0,00813	1,0001	157,232	16,77	2.380,9	16,78	2.491,9	2.508,7	0.0610	9,0514
5	0,00872	1,0001	147,120	20,97	2.382,3	20,98	2.489,6	2.510,6	0,0761	9,0257
6	0,00935	1,0001	137,734	25,19	2.383,6	25,20	2.487,2	2.512,4	0,0912	9,0003
8	0,01072	1,0002	120,917	33,59	2.386,4	33,60	2.482,5	2.516,1	0,1212	8,9501
10	0,01228	1,0004	106,379	42,00	2.389,2	42,01	2.477,7	2.519,8	0,1510	8,9008
11	0,01312	1,0004	99,857	46,20	2.390,5	46,20	2.475,4	2.521,6	0,1658	8,8765
12	0,01402	1,0005	93,784	50,41	2.391,9	50,41	2.473,0	2.523,4	0,1806	8,8524
13	0,01497	1,0007	88,124	54,60	2.393,3	54,60	2.470,7	2.525,3	0,1953	8,8285
14	0,01598	1,0008	82,848	58,79	2.394,7	58,80	2.468,3	2.527,1	0,2099	8,8048
15	0,01705	1,0009	77,926	62,99	2.396,1	62,99	2.465,9	2.528,9	0,2245	8,7814
16	0,01818	1,0011	73,333	67,18	2.397,4	67,19	2.463,6	2.530,8	0,2390	8,7582
17	0,01938	1,0012	69,044	71,38	2.398,8	71,38	2.461,2	2.532,6	0,2535	8,7351
18	0,02064	1,0014	65,038	75,57	2.400,2	75,58	2.458,8	2.534,4	0,2679	8,7123
19	0,02198	1,0016	61,293	79,76	2.401,6	79,77	2.456,5	2.536,2	0,2823	8,6897
20	0,02339	1,0018	57,791	83,95	2.402,9	83,96	2.454,1	2.538,1	0,2966	8,6672
21	0,02487	1,0020	54,514	88,14	2.404,3	88,14	2.451,8	2.539,9	0,3109	8,6450
22	0,02645	1,0022	51,447	92,32	2.405,7	92,33	2.449,4	2.541,7	0,3251	8,6229
23	0,02810	1,0024	48,574	96,51	2.407,0	96,52	2.447,0	2.543,5	0,3393	8,6011
24	0,02985	1,0027	45,883	100,70	2.408,4	100,70	2.444,7	2.545,4	0,3534	8,5794
25	0,03169	1,0029	43,360	104,88	2.409,8	104,89	2.442,3	2.547,2	0,3674	8,5580
26	0,03363	1,0032	40,994	109,06	2.411,1	109,07	2.439,9	2.549,0	0,3814	8,5367
27	0,03567	1,0035	38,774	113,25	2.412,5	113,25	2.437,6	2.550,8	0,3954	8,5156
28	0,03782	1,0037	36,690	117,42	2.413,9	117,43	2.435,2	2.552,6	0,4093	8,4946
29	0,04008	1,0040	34,733	121,60	2.415,2	121,61	2.432,8	2.554,5	0,4231	8,4739
30	0,04246	1,0043	32,894	125,78	2.416,6	125,79	2.430,5	2.556,3	0,4369	8,4533
31	0,04496	1,0046	31,165	129,96	2.418,0	129,97	2.428,1	2.558,1	0,4507	8,4329
32	0,04759	1,0050	29,540	134,14	2.419,3	134,15	2.425,7	2.559,9	0,4644	8,4127
33	0,05034	1,0053	28,011	138,32	2.420,7	138,33	2.423,4	2.561,7	0,4781	8,3927
34	0,05324	1,0056	26,571	142,50	2.422,0	142,50	2.421,0	2.563,5	0,4917	8,3728
35	0,05628	1,0060	25,216	146,67	2.423,4	146,68	2.418,6	2.565,3	0,5053	8,3531
36	0,05947	1,0063	23,940	150,85	2.424,7	150,86	2.416,2	2.567,1	0,5188	8,3336
38	0,06632	1,0071	21,602	159,20	2.427,4	159,21	2.411,5	2.570,7	0,5458	8,2950
40	0,07384	1,0078	19,523	167,56	2.430,1	167,57	2.406,7	2.574,3	0,5725	8,2570
45	0,09593	1,0099	15,258	188,44	2.436,8	188,45	2.394,8	2.583,2	0,6387	8,1648

Tabla A.12. (Continuación)

Temp., °C <i>T</i>	Pres., bar <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v_f</i> × 10 ³	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>
50	0,1235	1,0121	12,032	209,32	2,443,5	209,33	2,382,7	2,592,1	0,7038	8,0763
55	0,1576	1,0146	9,568	230,21	2,450,1	230,23	2,370,7	2,600,9	0,7679	7,9913
60	0,1994	1,0172	7,671	251,11	2,456,6	251,13	2,358,5	2,609,6	0,8312	7,9096
65	0,2503	1,0199	6,197	272,02	2,463,1	272,06	2,346,2	2,618,3	0,8935	7,8310
70	0,3119	1,0228	5,042	292,95	2,469,6	292,98	2,333,8	2,626,8	0,9549	7,7553
75	0,3858	1,0259	4,131	313,90	2,475,9	313,93	2,321,4	2,635,3	1,0155	7,6824
80	0,4739	1,0291	3,407	334,86	2,482,2	334,91	2,308,8	2,643,7	1,0753	7,6122
85	0,5783	1,0325	2,828	355,84	2,488,4	355,90	2,296,0	2,651,9	1,1343	7,5445
90	0,7014	1,0360	2,361	376,85	2,494,5	376,92	2,283,2	2,660,1	1,1925	7,4791
95	0,8455	1,0397	1,982	397,88	2,500,6	397,96	2,270,2	2,668,1	1,2500	7,4159
100	1,0133	1,0435	1,673	418,94	2,506,5	419,04	2,257,0	2,676,1	1,3069	7,3549
110	1,433	1,0516	1,210	461,14	2,518,1	461,30	2,230,2	2,691,5	1,4185	7,2387
120	1,985	1,0603	0,8919	503,50	2,529,3	503,71	2,202,6	2,706,3	1,5276	7,1296
130	2,701	1,0697	0,6685	546,02	2,539,9	546,31	2,174,2	2,720,5	1,6344	7,0269
140	3,613	1,0797	0,5089	588,74	2,550,0	589,13	2,144,7	2,733,9	1,7391	6,9299
150	4,758	1,0905	0,3928	631,68	2,559,5	632,20	2,114,3	2,746,5	1,8418	6,8379
160	6,178	1,1020	0,3071	674,86	2,568,4	675,55	2,082,6	2,758,1	1,9427	6,7502
170	7,917	1,1143	0,2428	718,33	2,576,5	719,21	2,049,5	2,768,7	2,0419	6,6663
180	10,02	1,1274	0,1941	762,09	2,583,7	763,22	2,015,0	2,778,2	2,1396	6,5857
190	12,54	1,1414	0,1565	806,19	2,590,0	807,62	1,978,8	2,786,4	2,2359	6,5079
200	15,54	1,1565	0,1274	850,65	2,595,3	852,45	1,940,7	2,793,2	2,3309	6,4323
210	19,06	1,1726	0,1044	895,53	2,599,5	897,76	1,900,7	2,798,5	2,4248	6,3585
220	23,18	1,1900	0,08619	940,87	2,602,4	943,62	1,858,5	2,802,1	2,5178	6,2861
230	27,95	1,2088	0,07158	986,74	2,603,9	990,12	1,813,8	2,804,0	2,6099	6,2146
240	33,44	1,2291	0,05976	1,033,2	2,604,0	1,037,3	1,766,5	2,803,8	2,7015	6,1437
250	39,73	1,2512	0,05013	1,080,4	2,602,4	1,085,4	1,716,2	2,801,5	2,7927	6,0730
260	46,88	1,2755	0,04221	1,128,4	2,599,0	1,134,4	1,662,5	2,796,6	2,8838	6,0019
270	54,99	1,3023	0,03564	1,177,4	2,593,7	1,184,5	1,605,2	2,789,7	2,9751	5,9301
280	64,12	1,3321	0,03017	1,227,5	2,586,1	1,236,0	1,543,6	2,779,6	3,0668	5,8571
290	74,36	1,3656	0,02557	1,278,9	2,576,0	1,289,1	1,477,1	2,766,2	3,1594	5,7821
300	85,81	1,4036	0,02167	1,332,0	2,563,0	1,344,0	1,404,9	2,749,0	3,2534	5,7045
320	112,7	1,4988	0,01549	1,444,6	2,525,5	1,461,5	1,238,6	2,700,1	3,4480	5,5362
340	145,9	1,6379	0,01080	1,570,3	2,464,6	1,594,2	1,027,9	2,622,0	3,6594	5,3357
360	186,5	1,8925	0,006945	1,725,2	2,351,5	1,760,5	720,5	2,481,0	3,9147	5,0526
374,14	220,9	3,155	0,003155	2,029,6	2,029,6	2,099,3	0	2,099,3	4,4298	4,4298

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969.

Tabla A.13. Propiedades del agua en saturación: tabla de presión

(v, m ³ /kg; u, kJ/kg; h, kJ/kg; s, kJ/(kg · K); 1 bar = 0,1 MPa)										
Pres., bar <i>P</i>	Temp., °C <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía		Entropía		Vapor sat. <i>s_g</i>
		Líquido sat. <i>v_f</i> × 10 ³	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>	
0,040	28,96	1,0040	34,800	121,45	2,415,2	121,46	2,432,9	0,4226	8,4746	8,4746
0,060	36,16	1,0064	23,739	151,53	2,425,0	151,33	2,415,9	0,5210	8,3304	8,3304
0,080	41,51	1,0084	18,103	173,87	2,432,2	173,88	2,403,1	0,5926	8,2287	8,2287
0,10	45,81	1,0102	14,674	191,82	2,437,9	191,83	2,392,8	0,6493	8,1502	8,1502
0,20	60,06	1,0172	7,649	251,38	2,456,7	251,40	2,358,3	0,8320	7,9085	7,9085
0,30	69,10	1,0223	5,229	289,20	2,468,4	289,23	2,336,1	0,9439	7,7686	7,7686
0,40	75,87	1,0265	3,993	317,53	2,477,0	317,58	2,319,2	1,0259	7,6700	7,6700
0,50	81,33	1,0300	3,240	340,44	2,483,9	340,49	2,305,4	1,0910	7,5939	7,5939
0,60	85,94	1,0331	2,732	359,79	2,489,6	359,86	2,293,6	1,1453	7,5320	7,5320
0,70	89,95	1,0360	2,365	376,63	2,494,5	376,70	2,283,3	1,1919	7,4797	7,4797
0,80	93,50	1,0380	2,087	391,58	2,498,8	391,66	2,274,1	1,2329	7,4346	7,4346
0,90	96,71	1,0410	1,869	405,06	2,502,6	405,15	2,265,7	1,2695	7,3949	7,3949
1,00	99,63	1,0432	1,694	417,36	2,506,1	417,46	2,258,0	1,3026	7,3594	7,3594
1,50	111,4	1,0528	1,159	466,94	2,519,7	467,11	2,226,5	1,4336	7,2233	7,2233
2,00	120,2	1,0605	0,8857	504,49	2,529,5	504,70	2,201,9	1,5301	7,1271	7,1271
2,50	127,4	1,0672	0,7187	535,10	2,537,2	535,37	2,181,5	1,6072	7,0527	7,0527
3,00	133,6	1,0732	0,6058	561,15	2,543,6	561,47	2,163,8	1,6718	6,9919	6,9919
3,50	138,9	1,0786	0,5243	583,95	2,546,9	584,33	2,148,1	1,7275	6,9405	6,9405
4,00	143,6	1,0836	0,4625	604,31	2,553,6	604,74	2,133,8	1,7766	6,8959	6,8959
4,50	147,9	1,0882	0,4140	622,25	2,557,6	623,25	2,120,7	1,8207	6,8565	6,8565
5,00	151,9	1,0926	0,3749	639,68	2,561,2	640,23	2,108,5	1,8607	6,8212	6,8212
6,00	158,9	1,1006	0,3157	669,90	2,567,4	670,56	2,086,3	1,9312	6,7600	6,7600
7,00	165,0	1,1080	0,2729	696,44	2,572,5	697,22	2,066,3	1,9922	6,7080	6,7080
8,00	170,4	1,1148	0,2404	720,22	2,576,8	721,11	2,048,0	2,0462	6,6628	6,6628
9,00	175,4	1,1212	0,2150	741,83	2,580,5	742,83	2,031,1	2,0946	6,6226	6,6226

Tabla A.13. (Continuación)

Pres., bar <i>p</i>	Temp., °C <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía		Entropía	
		Líquido sat., <i>v_f</i> × 10 ³	Vapor sat., <i>v_g</i>	Líquido sat., <i>u_f</i>	Vapor sat., <i>u_g</i>	Líquido sat., <i>h_f</i>	Evap., <i>h_{fg}</i>	Líquido sat., <i>s_f</i>	Vapor sat., <i>s_g</i>
10,0	179,9	1,1273	0,1944	761,68	2.583,6	762,81	2.015,3	2,1387	6,5863
15,0	198,3	1,1539	0,1318	843,16	2.594,5	844,84	1.947,3	2,3150	6,4448
20,0	212,4	1,1767	0,09963	906,44	2.600,3	908,79	1.890,7	2,4474	6,3409
25,0	224,0	1,1973	0,07998	959,11	2.603,1	962,11	1.841,0	2,5547	6,2575
30,0	233,9	1,2165	0,06668	1.004,8	2.604,1	1.008,4	1.795,7	2,6457	6,1869
35,0	242,6	1,2347	0,05707	1.045,4	2.603,7	1.049,8	1.753,7	2,7253	6,1253
40,0	250,4	1,2522	0,04978	1.082,3	2.602,3	1.087,3	1.714,1	2,7964	6,0701
45,0	257,5	1,2692	0,04406	1.116,2	2.600,1	1.121,9	1.676,4	2,798,3	6,0199
50,0	264,0	1,2859	0,03944	1.147,8	2.597,1	1.154,2	1.640,1	2,794,3	5,9734
60,0	275,6	1,3187	0,03244	1.205,4	2.589,7	1.213,4	1.571,0	2,784,3	5,8892
70,0	285,9	1,3513	0,02737	1.257,6	2.580,5	1.267,0	1.505,1	2,772,1	5,8133
80,0	295,1	1,3842	0,02352	1.305,6	2.569,8	1.316,6	1.441,3	2,758,0	5,7432
90,0	303,4	1,4178	0,02048	1.350,5	2.557,8	1.363,3	1.378,9	2,742,1	5,6772
100,0	311,1	1,4524	0,01803	1.393,0	2.544,4	1.407,6	1.317,1	2,724,7	5,6141
110,0	318,2	1,4886	0,01599	1.433,7	2.529,8	1.450,1	1.255,5	2,705,6	5,5527
120,0	324,8	1,5267	0,01426	1.473,0	2.513,7	1.491,3	1.193,6	2,684,9	5,4924
130,0	330,9	1,5671	0,01278	1.511,1	2.496,1	1.531,5	1.130,7	2,662,2	5,4323
140,0	336,8	1,6107	0,01149	1.548,6	2.476,8	1.571,1	1.066,5	2,637,6	5,3717
150,0	342,2	1,6581	0,01034	1.585,6	2.455,5	1.610,5	1.000,0	2,610,5	5,3098
160,0	347,4	1,7107	0,009306	1.622,7	2.431,7	1.650,1	930,6	2,580,6	5,2455
170,0	352,4	1,7702	0,008364	1.660,2	2.405,0	1.690,3	856,9	2,547,2	5,1777
180,0	357,1	1,8397	0,007489	1.698,9	2.374,3	1.732,0	777,1	2,509,1	5,1044
190,0	361,5	1,9243	0,006657	1.739,9	2.338,1	1.776,5	688,0	2,464,5	5,0228
200,0	365,8	2,036	0,005834	1.785,6	2.293,0	1.826,3	583,4	2,409,7	4,9269
220,9	374,1	3,155	0,003155	2.029,6	2.029,6	2.099,3	2.099,3	4,4298	4,4298

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969.

Tabla A.14. Propiedades del agua: tabla del vapor sobrecalentado

<i>(v, m³/kg; u, kJ/kg; h, kJ/kg; s, kJ/kg · K)</i>								
Temp., °C	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	0,06 bar (0,006 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 36,16 °C)				0,35 bar (0,035 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 72,69 °C)			
Sat.	23,739	2.425,0	2.567,4	8,3304	4,526	2.473,0	2.631,4	7,7158
80	27,132	2.487,3	2.650,1	8,5804	4,625	2.483,7	2.645,6	7,7564
120	30,219	2.544,7	2.726,0	8,7840	5,163	2.542,4	2.723,1	7,9644
160	33,302	2.602,7	2.802,5	8,9693	5,696	2.601,2	2.800,6	8,1519
200	36,383	2.661,4	2.879,7	9,1398	6,228	2.660,4	2.878,4	8,3237
240	39,462	2.721,0	2.957,8	9,2982	6,758	2.720,3	2.956,8	8,4828
280	42,540	2.781,5	3.036,8	9,4464	7,287	2.780,9	3.036,0	8,6314
320	45,618	2.843,0	3.116,7	9,5859	7,815	2.842,5	3.116,1	8,7712
360	48,696	2.905,5	3.197,7	9,7180	8,344	2.905,1	3.197,1	8,9034
400	51,774	2.969,0	3.279,6	9,8435	8,872	2.968,6	3.279,2	9,0291
440	54,851	3.033,5	3.362,6	9,9633	9,400	3.033,2	3.362,2	9,1490
500	59,467	3.132,3	3.489,1	10,134	10,192	3.132,1	3.488,8	9,3194
0,70 bar (0,07 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 89,95 °C)					1,0 bar (0,10 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 99,63 °C)			
Sat.	2,365	2.494,5	2.660,0	7,4797	1,694	2.506,1	2.675,5	7,3594
100	2,434	2.509,7	2.680,0	7,5341	1,696	2.506,7	2.676,2	7,3614
120	2,571	2.539,7	2.719,6	7,6375	1,793	2.537,3	2.716,6	7,4668
160	2,841	2.599,4	2.798,2	7,8279	1,984	2.597,8	2.796,2	7,6597
200	3,108	2.659,1	2.876,7	8,0012	2,172	2.658,1	2.875,3	7,8343
240	3,374	2.719,3	2.955,5	8,1611	2,359	2.718,5	2.954,5	7,9949
280	3,640	2.780,2	3.035,0	8,3162	2,546	2.779,6	3.034,2	8,1445
320	3,905	2.842,0	3.115,3	8,4504	2,732	2.841,5	3.114,6	8,2849
360	4,170	2.904,6	3.196,5	8,5828	2,917	2.904,2	3.195,9	8,4175
400	4,434	2.968,2	3.278,6	8,7086	3,103	2.967,9	3.278,2	8,5435
440	4,698	3.032,9	3.361,8	8,8286	3,288	3.032,6	3.361,4	8,6636
500	5,095	3.131,8	3.488,5	8,9991	3,565	3.131,6	3.488,1	8,8342
1,5 bar (0,15 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 113,37 °C)					3,0 bar (0,30 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 133,55 °C)			
Sat.	1,159	2.519,7	2.693,6	7,2233	0,606	2.543,6	2.725,3	6,9919
120	1,188	2.533,3	2.711,4	7,2693				
160	1,317	2.595,2	2.792,8	7,4665	0,651	2.587,1	2.782,3	7,1276
200	1,444	2.656,2	2.872,9	7,6433	0,716	2.650,7	2.865,5	7,3115
240	1,570	2.717,2	2.952,7	7,8052	0,781	2.713,1	2.947,3	7,4774
280	1,695	2.778,6	3.032,8	7,9555	0,844	2.775,4	3.028,6	7,6299
320	1,819	2.840,6	3.113,5	8,0964	0,907	2.838,1	3.110,1	7,7722
360	1,943	2.903,5	3.195,0	8,2293	0,969	2.901,4	3.192,2	7,9061
400	2,067	2.967,3	3.277,4	8,3555	1,032	2.965,6	3.275,0	8,0330
440	2,191	3.032,1	3.360,7	8,4757	1,094	3.030,6	3.358,7	8,1538
500	2,376	3.131,2	3.487,6	8,6466	1,187	3.130,0	3.486,0	8,3251
600	2,685	3.301,7	3.704,3	8,9101	1,341	3.300,8	3.703,2	8,5892

Tabla A.14. (Continuación)

Temp., °C	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	5,0 bar (0,50 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 151,86 °C)				7,0 bar (0,70 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 164,97 °C)			
Sat.	0,3749	2,561,2	2,748,7	6,8213	0,2729	2,572,5	2,763,5	6,7080
180	0,4045	2,609,7	2,812,0	6,9656	0,2847	2,599,8	2,799,1	6,7880
200	0,4249	2,642,9	2,855,4	7,0592	0,2999	2,634,8	2,844,8	6,8865
240	0,4646	2,707,6	2,939,6	7,2307	0,3292	2,701,8	2,932,2	7,0641
280	0,5034	2,771,2	3,022,9	7,3865	0,3574	2,766,9	3,017,1	7,2233
320	0,5416	2,834,7	3,105,6	7,5308	0,3852	2,831,3	3,100,9	7,3697
360	0,5796	2,898,7	3,188,4	7,6660	0,4126	2,895,8	3,184,7	7,5063
400	0,6173	2,963,2	3,271,9	7,7938	0,4397	2,960,9	3,268,7	7,6350
440	0,6548	3,028,6	3,356,0	7,9152	0,4667	3,026,6	3,353,3	7,7571
500	0,7109	3,128,4	3,483,9	8,0873	0,5070	3,126,8	3,481,7	7,9299
600	0,8041	3,299,6	3,701,7	8,3522	0,5738	3,298,5	3,700,2	8,1956
700	0,8969	3,477,5	3,925,9	8,5952	0,6403	3,476,6	3,924,8	8,4391
10,0 bar (1,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 179,91 °C)				15,0 bar (1,5 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 198,32 °C)				
Sat.	0,1944	2,583,6	2,778,1	6,5865	0,1318	2,594,5	2,792,2	6,4448
200	0,2060	2,621,9	2,827,9	6,6940	0,1325	2,598,1	2,796,8	6,4546
240	0,2275	2,692,9	2,920,4	6,8817	0,1483	2,676,9	2,899,3	6,6628
280	0,2480	2,760,2	3,008,2	7,0465	0,1627	2,748,6	2,992,7	6,8381
320	0,2678	2,826,1	3,093,9	7,1962	0,1765	2,817,1	3,081,9	6,9938
360	0,2873	2,891,6	3,178,9	7,3349	0,1899	2,884,4	3,169,2	7,1363
400	0,3066	2,957,3	3,263,9	7,4651	0,2030	2,951,3	3,255,8	7,2690
440	0,3257	3,023,6	3,349,3	7,5883	0,2160	3,018,5	3,342,5	7,3940
500	0,3541	3,124,4	3,478,5	7,7622	0,2352	3,120,3	3,473,1	7,5698
540	0,3729	3,192,6	3,565,6	7,8720	0,2478	3,189,1	3,560,9	7,6805
600	0,4011	3,296,8	3,697,9	8,0290	0,2668	3,293,9	3,694,0	7,8385
640	0,4198	3,367,4	3,787,2	8,1290	0,2793	3,364,8	3,783,8	7,9391
20,0 bar (2,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 212,42 °C)				30,0 bar (3,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 233,90 °C)				
Sat.	0,0996	2,600,3	2,799,5	6,3409	0,0667	2,604,1	2,804,2	6,1869
240	0,1085	2,659,6	2,876,5	6,4952	0,0682	2,619,7	2,824,3	6,2265
280	0,1200	2,736,4	2,976,4	6,6828	0,0771	2,709,6	2,941,3	6,4462
320	0,1308	2,807,9	3,069,5	6,8452	0,0850	2,788,4	3,043,4	6,6245
360	0,1411	2,877,0	3,159,3	6,9917	0,0923	2,861,7	3,138,7	6,7801
400	0,1512	2,945,2	3,247,6	7,1271	0,0994	2,932,8	3,230,9	6,9212
440	0,1611	3,013,4	3,335,5	7,2540	0,1062	3,002,9	3,321,5	7,0520
500	0,1757	3,116,2	3,467,6	7,4317	0,1162	3,108,0	3,456,5	7,2338
540	0,1853	3,185,6	3,556,1	7,5434	0,1227	3,178,4	3,546,6	7,3474
600	0,1996	3,290,9	3,690,1	7,7024	0,1324	3,285,0	3,682,3	7,5085
640	0,2091	3,362,2	3,780,4	7,8035	0,1388	3,357,0	3,773,5	7,6106
700	0,2232	3,470,9	3,917,4	7,9487	0,1484	3,466,5	3,911,7	7,7571

Tabla A.14. (Continuación)

Temp., °C	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	40 bar (4,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 250,40 °C)				60 bar (6,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 275,64 °C)			
Sat.	0,04978	2.602,3	2.801,4	6,0701	0,03244	2.589,7	2.784,3	5,8892
280	0,05546	2.680,0	2.901,8	6,2568	0,03317	2.605,2	2.804,2	5,9252
320	0,06199	2.767,4	3.015,4	6,4553	0,03876	2.720,0	2.952,6	6,1846
360	0,06788	2.845,7	3.117,2	6,6215	0,04331	2.811,2	3.071,1	6,3782
400	0,07341	2.919,9	3.213,6	6,7690	0,04739	2.892,9	3.177,2	6,5408
440	0,07872	2.992,2	3.307,1	6,9041	0,05122	2.970,0	3.277,3	6,6853
500	0,08643	3.099,5	3.445,3	7,0901	0,05665	3.082,2	3.422,2	6,8803
540	0,09145	3.171,1	3.536,9	7,2056	0,06015	3.156,1	3.517,0	6,9999
600	0,09885	3.279,1	3.674,4	7,3688	0,06525	3.266,9	3.658,4	7,1677
640	0,1037	3.351,8	3.766,6	7,4720	0,06859	3.341,0	3.752,6	7,2731
700	0,1110	3.462,1	3.905,9	7,6198	0,07352	3.453,1	3.894,1	7,4234
740	0,1157	3.536,6	3.999,6	7,7141	0,07677	3.528,3	3.989,2	7,5190
80 bar (8,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 295,06 °C)					100 bar (10,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 311,06 °C)			
Sat.	0,02352	2.569,8	2.758,0	5,7432	0,01803	2.544,4	2.724,7	5,6141
320	0,02682	2.662,7	2.877,2	5,9489	0,01925	2.588,8	2.781,3	5,7103
360	0,03089	2.772,7	3.019,8	6,1819	0,02331	2.729,1	2.962,1	6,0060
400	0,03432	2.863,8	3.138,3	6,3634	0,02641	2.832,4	3.096,5	6,2120
440	0,03742	2.946,7	3.246,1	6,5190	0,02911	2.922,1	3.213,2	6,3805
480	0,04034	3.025,7	3.348,4	6,6586	0,03160	3.005,4	3.321,4	6,5282
520	0,04313	3.102,7	3.447,7	6,7871	0,03394	3.085,6	3.425,1	6,6622
560	0,04582	3.178,7	3.545,3	6,9072	0,03619	3.164,1	3.526,0	6,7864
600	0,04845	3.254,4	3.642,0	7,0206	0,03837	3.241,7	3.625,3	6,9029
640	0,05102	3.330,1	3.738,3	7,1283	0,04048	3.318,9	3.723,7	7,0131
700	0,05481	3.443,9	3.882,4	7,2812	0,04358	3.434,7	3.870,5	7,1687
740	0,05729	3.520,4	3.978,7	7,3782	0,04560	3.512,1	3.968,1	7,2670
120 bar (12,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 324,75 °C)					140 bar (14,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 336,75 °C)			
Sat.	0,01426	2.513,7	2.684,9	5,4924	0,01149	2.476,8	2.637,6	5,3717
360	0,01811	2.678,4	2.895,7	5,8361	0,01422	2.617,4	2.816,5	5,6602
400	0,02108	2.798,3	3.051,3	6,0747	0,01722	2.760,9	3.001,9	5,9448
440	0,02355	2.896,1	3.178,7	6,2586	0,01954	2.868,6	3.142,2	6,1474
480	0,02576	2.984,4	3.293,5	6,4154	0,02157	2.962,5	3.264,5	6,3143
520	0,02781	3.068,0	3.401,8	6,5555	0,02343	3.049,8	3.377,8	6,4610
560	0,02977	3.149,0	3.506,2	6,6840	0,02517	3.133,6	3.486,0	6,5941
600	0,03164	3.228,7	3.608,3	6,8037	0,02683	3.215,4	3.591,1	6,7172
640	0,03345	3.307,5	3.709,0	6,9164	0,02843	3.296,0	3.694,1	6,8326
700	0,03610	3.425,2	3.858,4	7,0749	0,03075	3.415,7	3.846,2	6,9939
740	0,03781	3.503,7	3.957,4	7,1746	0,03225	3.495,2	3.946,7	7,0952

Tabla A.14. (Continuación)

Temp., °C	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	160 bar (16,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 347,44 °C)				180 bar (18,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 357,06 °C)			
Sat.	0,00931	2.431,7	2.580,6	5,2455	0,00749	2.374,3	2.509,1	5,1044
360	0,01105	2.539,0	2.715,8	5,4614	0,00809	2.418,9	2.564,5	5,1922
400	0,01426	2.719,4	2.947,6	5,8175	0,01190	2.672,8	2.887,0	5,6887
440	0,01652	2.839,4	3.103,7	6,0429	0,01414	2.808,2	3.062,8	5,9428
480	0,01842	2.939,7	3.234,4	6,2215	0,01596	2.915,9	3.203,2	6,1345
520	0,02013	3.031,1	3.353,3	6,3752	0,01757	3.011,8	3.378,0	6,2960
560	0,02172	3.117,8	3.465,4	6,5132	0,01904	3.101,7	3.444,4	6,4392
600	0,02323	3.201,8	3.573,5	6,6399	0,02042	3.188,0	3.555,6	6,5696
640	0,02467	3.284,2	3.678,9	6,7580	0,02174	3.272,3	3.663,6	6,6905
700	0,02674	3.406,0	3.833,9	6,9224	0,02362	3.396,3	3.821,5	6,8580
740	0,02808	3.486,7	3.935,9	7,0251	0,02483	3.478,0	3.925,0	6,9623
200 bar (20,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 365,81 °C)				240 bar (24,0 MPa)				
Sat.	0,00583	2.293,0	2.409,7	4,9269				
400	0,00994	2.619,3	2.818,1	5,5540	0,00673	2.477,8	2.639,4	5,2393
440	0,01222	2.774,9	3.019,4	5,8450	0,00929	2.700,6	2.923,4	5,6506
480	0,01399	2.891,2	3.170,8	6,0518	0,01100	2.838,3	3.102,3	5,8950
520	0,01551	2.992,0	3.302,2	6,2218	0,01241	2.950,5	3.248,5	6,0842
560	0,01689	3.085,2	3.423,0	6,3705	0,01366	3.051,1	3.379,0	6,2448
600	0,01818	3.174,0	3.537,6	6,5048	0,01481	3.145,2	3.500,7	6,3875
640	0,01940	3.260,2	3.648,1	6,6286	0,01588	3.235,5	3.616,7	6,5174
700	0,02113	3.386,4	3.809,0	6,7993	0,01739	3.366,4	3.783,8	6,6947
740	0,02224	3.469,3	3.914,1	6,9052	0,01835	3.451,7	3.892,1	6,8038
800	0,02385	3.592,7	4.069,7	7,0544	0,01974	3.578,0	4.051,6	6,9567
280 bar (28,0 MPa)				320 bar (32,0 MPa)				
400	0,00383	2.223,5	2.330,7	4,7494	0,00236	1.980,4	2.055,9	4,3239
440	0,00712	2.613,2	2.812,6	5,4494	0,00544	2.509,0	2.683,0	5,2327
480	0,00885	2.780,8	3.028,5	5,7446	0,00722	2.718,1	3.949,2	5,5968
520	0,01020	3.906,8	3.192,3	5,9566	0,00853	2.860,7	3.133,7	5,8357
560	0,01136	3.015,7	3.333,7	6,1307	0,00963	2.979,0	3.287,2	6,0246
600	0,01241	3.115,6	3.463,0	6,2823	0,01061	3.085,3	3.424,6	6,1858
640	0,01338	3.210,3	3.584,8	6,4187	0,01150	3.184,5	3.552,5	6,3290
700	0,01473	3.346,1	3.758,4	6,6029	0,01273	3.325,4	3.732,8	6,5203
740	0,01558	3.433,9	3.870,0	6,7153	0,01350	3.415,9	3.847,8	6,6361
800	0,01680	3.563,1	4.033,4	6,8720	0,01460	3.548,0	4.015,1	6,7966
900	0,01873	3.774,3	4.298,8	7,1084	0,01633	3.762,7	4.285,1	7,0372

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969.

Tabla A.15. Propiedades del agua: tabla del líquido comprimido

(*v*, m³/g; *u*, kJ/kg; *h*, kJ/kg; *s*, kJ/(kg · K))

Temp., °C	<i>v</i> × 10³	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i> × 10³	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	25 bar (2,5 MPa)(223,99 °C)				50 bar (5,0 MPa)(263,99 °C)			
20	1,0006	83,80	86,30	0,2961	0,9995	83,65	88,65	0,2956
40	1,0067	167,25	169,77	0,5715	1,0056	166,95	171,97	0,5705
80	1,0280	334,29	336,86	1,0737	1,0268	333,72	338,85	1,0720
100	1,0423	418,24	420,85	1,3050	1,0410	417,52	422,72	1,3030
140	1,0784	587,82	590,52	1,7369	1,0768	586,76	592,15	1,7343
180	1,1261	761,16	763,97	2,1375	1,1240	759,63	765,25	2,1341
200	1,1555	849,9	852,8	2,3294	1,1530	848,1	848,1	2,3255
220	1,1898	940,7	943,7	2,5174	1,1866	938,4	944,4	2,5128
Sat.	1,1973	959,1	962,1	2,5546	1,2859	1.147,8	1.154,2	2,9202
75 bar (7,5 MPa)(290,59 °C)				100 bar (10 MPa)(311,06 °C)				
20	0,9984	83,50	90,99	0,2950	0,9972	83,36	93,33	0,2945
40	1,0045	166,64	174,18	0,5696	1,0034	166,35	176,38	0,5686
80	1,0256	333,15	340,84	1,0704	1,0245	332,59	342,83	1,0688
100	1,0397	416,81	424,62	1,3011	1,0385	416,12	426,5	1,2992
140	1,0752	585,72	593,78	1,7317	1,0737	584,68	595,42	1,7292
180	1,1219	758,13	766,55	2,1308	1,1199	756,65	767,84	2,1275
220	1,1835	936,2	945,1	2,5083	1,1805	934,1	945,9	2,5039
260	1,2696	1.124,4	1.134,0	2,8763	1,2645	1.121,1	1.133,7	2,8699
Sat.	1,3677	1.282,0	1.292,2	3,1649	1,4524	1.393,0	1.407,6	3,3596
150 bar (15 MPa)(342,24 °C)				200 bar (20 MPa)(365,81 °C)				
20	0,9950	83,06	97,99	0,2934	0,9928	82,77	102,62	0,2923
40	1,0013	165,76	180,78	0,5666	0,9992	165,17	185,16	0,5646
80	1,0222	331,48	346,81	1,0656	1,0199	330,40	350,80	1,0624
100	1,0361	414,74	430,28	1,2955	1,0337	413,39	434,06	1,2917
140	1,0707	582,66	598,72	1,7242	1,0678	580,69	602,04	1,7193
180	1,1159	753,76	770,50	2,1210	1,1120	750,95	773,20	2,1147
220	1,1748	929,9	947,5	2,4953	1,1693	925,9	949,3	2,4870
260	1,2550	1.114,6	1.133,4	2,8576	1,2462	1.108,6	1.133,5	2,8459
300	1,3770	1.316,6	1.337,3	3,2260	1,3596	1.306,1	1.333,3	3,2071
Sat.	1,6581	1.585,6	1.610,5	3,6848	2,036	1.785,6	1.826,3	4,0139
250 bar (25 MPa)				300 bar (30 MPa)				
20	0,9907	82,47	107,24	0,2911	0,9886	82,17	111,84	0,2899
40	0,9971	164,60	189,52	0,5626	0,9951	164,04	193,89	0,5607
100	1,0313	412,08	437,85	1,2881	1,0290	410,78	441,66	1,2844
200	1,1344	834,5	862,8	2,2961	1,1302	831,4	865,3	2,2893
300	1,3442	1.296,6	1.330,2	3,1900	1,3304	1.287,9	1.327,8	3,1741

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969

Tabla A.16. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂) en saturación: tabla de temperatura

(v, m³/kg; u, kJ/kg; h, kJ/kg; s, kJ/kg · K)										
Temp., °C <i>T</i>	Pres., bar <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v_f</i> × 10³	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>
−40	0,5164	0,7055	0,3569	−0,04	204,45	0,00	222,88	222,88	0,0000	0,9560
−36	0,6332	0,7113	0,2947	4,68	206,73	4,73	220,67	225,40	0,0201	0,9506
−32	0,7704	0,7172	0,2451	9,47	209,01	9,52	218,37	227,90	0,0401	0,9456
−28	0,9305	0,7233	0,2052	14,31	211,29	14,37	216,01	230,38	0,0600	0,9411
−26	1,0199	0,7265	0,1882	16,75	212,43	16,82	214,80	231,62	0,0699	0,9390
−24	1,1160	0,7296	0,1728	19,21	213,57	19,29	213,57	232,85	0,0798	0,9370
−22	1,2192	0,7328	0,1590	21,68	214,70	21,77	212,32	234,08	0,0897	0,9351
−20	1,3299	0,7361	0,1464	24,17	215,84	24,26	211,05	235,31	0,0996	0,9332
−18	1,4483	0,7395	0,1350	26,67	216,97	26,77	209,76	236,53	0,1094	0,9315
−16	1,5748	0,7428	0,1247	29,18	218,10	29,30	208,45	237,74	0,1192	0,9298
−12	1,8540	0,7498	0,1068	34,25	220,36	34,39	205,77	240,15	0,1388	0,9267
−8	2,1704	0,7569	0,0919	39,38	222,60	39,54	203,00	242,54	0,1583	0,9239
−4	2,5274	0,7644	0,0794	44,56	224,84	44,75	200,15	244,90	0,1777	0,9213
0	2,9282	0,7721	0,0689	49,79	227,06	50,02	197,21	247,23	0,1970	0,9190
4	3,3765	0,7801	0,0600	55,08	229,27	55,35	194,19	249,53	0,2162	0,9169
8	3,8756	0,7884	0,0525	60,43	231,46	60,73	191,07	251,80	0,2354	0,9150
12	4,4294	0,7971	0,0460	65,83	233,63	66,18	187,85	254,03	0,2545	0,9132
16	5,0416	0,8062	0,0405	71,29	235,78	71,69	184,52	256,22	0,2735	0,9116
20	5,7160	0,8157	0,0358	76,80	237,91	77,26	181,09	258,36	0,2924	0,9102
24	6,4566	0,8257	0,0317	82,37	240,01	82,90	177,55	260,45	0,3113	0,9089
26	6,8530	0,8309	0,0298	85,18	241,05	85,75	175,73	261,48	0,3208	0,9082
28	7,2675	0,8362	0,0281	88,00	242,08	88,61	173,89	262,50	0,3302	0,9076
30	7,7006	0,8417	0,0265	90,84	243,10	91,49	172,00	263,50	0,3396	0,9070
32	8,1528	0,8473	0,0250	93,70	244,12	94,39	170,09	264,48	0,3490	0,9064
34	8,6247	0,8530	0,0236	96,58	245,12	97,31	168,14	265,45	0,3584	0,9058
36	9,1168	0,8590	0,0223	99,47	246,11	100,25	166,15	266,40	0,3678	0,9053
38	9,6298	0,8651	0,0210	102,38	247,09	103,21	164,12	267,33	0,3772	0,9047
40	10,164	0,8714	0,0199	105,30	248,06	106,19	162,05	268,24	0,3866	0,9041
42	10,720	0,8780	0,0188	108,25	249,02	109,19	159,04	269,14	0,3960	0,9035
44	11,299	0,8847	0,0177	111,22	249,96	112,22	157,79	270,01	0,4054	0,9030
48	12,526	0,8989	0,0159	117,22	251,79	118,35	153,33	271,68	0,4243	0,9017
52	13,851	0,9142	0,0142	123,31	253,55	124,58	148,66	273,24	0,4432	0,9004
56	15,278	0,9308	0,0127	129,51	255,23	130,93	143,75	274,68	0,4622	0,8990
60	16,813	0,9488	0,0114	135,82	256,81	137,42	138,57	275,99	0,4814	0,8973
70	21,162	1,0027	0,0086	152,22	260,15	154,34	124,08	278,43	0,5302	0,8918
80	26,324	1,0766	0,0064	169,88	262,14	172,71	106,41	279,12	0,5814	0,8827
90	32,435	1,1949	0,0046	189,82	261,34	193,69	82,63	276,32	0,6380	0,8655
100	39,742	1,5443	0,0027	218,60	248,49	224,74	34,40	259,13	0,7196	0,8117

FUENTE: Obtenido mediante un programa de ordenador proporcionado por R. S. Basu, Allied Signal Corporation. Fuente de la literatura: D. P. Wilson & R. S. Basu, «Thermodynamic Properties of a New Stratospherically Safe Working Fluid-Refrigerant 134a», *ASHRAE Trans.*, **94** (Pt. 2): 2095-2118, 1988.

Tabla A.17. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂) en saturación: tabla de presión

(v, m³/kg; u, kJ/kg; h, kJ/kg; s, kJ/kg · K)										
Pres., bar <i>P</i>	Temp., °C <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v_f</i> × 10³	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>
0,6	−37,07	0,7097	0,3100	3,41	206,12	3,46	221,27	224,72	0,0147	0,9520
0,8	−31,21	0,7184	0,2366	10,41	209,46	10,47	217,92	228,39	0,0440	0,9447
1,0	−26,43	0,7258	0,1917	16,22	212,18	16,29	215,06	231,35	0,0678	0,9395
1,2	−22,36	0,7323	0,1614	21,23	214,50	21,32	212,54	233,86	0,0879	0,9354
1,4	−18,80	0,7381	0,1395	25,66	216,52	25,77	210,27	236,04	0,1055	0,9322
1,6	−15,62	0,7435	0,1229	29,66	218,32	29,78	208,19	237,97	0,1211	0,9295
1,8	−12,73	0,7485	0,1098	33,31	219,94	33,45	206,26	239,71	0,1352	0,9273
2,0	−10,09	0,7532	0,0993	36,69	221,43	36,84	204,46	241,30	0,1481	0,9253
2,4	−5,37	0,7618	0,0834	42,77	224,07	42,95	201,14	244,09	0,1710	0,9222
2,8	−1,23	0,7697	0,0719	48,18	226,38	48,39	198,13	246,52	0,1911	0,9197
3,2	2,48	0,7770	0,0632	53,06	228,43	53,31	195,35	248,66	0,2089	0,9177
3,6	5,84	0,7839	0,0564	57,54	230,28	57,82	192,76	250,58	0,2251	0,91660
4,0	8,93	0,7904	0,0509	61,69	231,97	62,00	190,32	252,32	0,2399	0,9145
5,0	15,74	0,8056	0,0409	70,93	235,64	71,33	184,74	256,07	0,2723	0,9117
6,0	21,58	0,8196	0,0341	78,99	238,74	79,48	179,71	259,19	0,2999	0,9097
7,0	26,72	0,8328	0,0292	86,19	241,42	86,78	175,07	261,85	0,3242	0,9080
8,0	31,33	0,8454	0,0255	92,75	243,78	93,42	170,73	264,15	0,3459	0,9066
9,0	35,53	0,8576	0,0226	98,79	245,88	99,56	166,62	266,18	0,3656	0,9054
10,0	39,39	0,8695	0,0202	104,42	247,77	105,29	162,68	267,97	0,3838	0,9043
12,0	46,32	0,8928	0,0166	114,69	251,03	115,76	155,23	270,99	0,4164	0,9023
14,0	52,43	0,9159	0,0140	123,98	253,74	125,26	148,14	273,40	0,4453	0,9003
16,0	57,92	0,9392	0,0121	132,52	256,00	134,02	141,31	275,33	0,4714	0,8982
18,0	62,91	0,9631	0,0105	140,49	257,88	142,22	134,60	276,83	0,4954	0,8959
20,0	67,49	0,9878	0,0093	148,02	259,41	149,99	127,95	277,94	0,5178	0,8934
25,0	77,59	1,0562	0,0069	165,48	261,84	168,12	111,06	279,17	0,5687	0,8854
30,0	86,22	1,1416	0,0053	181,88	262,16	185,30	92,71	278,01	0,6156	0,8735

FIG. 1. Obtenido mediante un programa de ordenador proporcionado por R. S. Basu, Allied Signal Corporation. Fuente de la literatura: D. P. Wilson & R. S. Basu, «Thermodynamic Properties of a New Stratospherically Safe Working Fluid-Refrigerant 134a», *ASHRAE Trans.*, **94** (Pt. 2): 2095-2118, 1988.

Tabla A.18. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂): tabla del vapor sobrecalentado

(*T*, °C; *v*, m³/kg; *u*, kJ/kg; *h*, kJ/kg; *s*, kJ/kg · K)

<i>T</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
0,6 bar (0,060 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −37,07 °C)					1,0 bar (0,10 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −26,43 °C)			
Sat.	0,31003	206,12	224,72	0,9520	0,19170	212,18	231,35	0,9395
−20	0,33536	217,86	237,98	1,0062	0,19770	216,77	236,54	0,9602
−10	0,34992	224,97	245,96	1,0371	0,20686	224,01	244,70	0,9918
0	0,36433	232,24	254,10	1,0675	0,21587	231,41	252,99	1,0227
10	0,37861	239,69	262,41	1,0973	0,22473	238,96	261,43	1,0531
20	0,39279	247,32	270,89	1,1267	0,23349	246,67	270,02	1,0829
30	0,40688	255,12	279,53	1,1557	0,24216	254,54	278,76	1,1122
40	0,42091	263,10	288,35	1,1844	0,25076	262,58	287,66	1,1411
50	0,43487	271,25	297,34	1,2126	0,25930	270,79	296,72	1,1696
60	0,44879	279,58	306,51	1,2405	0,26779	279,16	305,94	1,1977
70	0,46266	288,08	315,84	1,2681	0,27623	287,70	315,32	1,2254
80	0,47650	296,75	325,34	1,2954	0,28464	296,40	324,87	1,2528
90	0,49031	305,58	335,00	1,3224	0,29302	305,27	334,57	1,2799
1,4 bar (0,14 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −18,80 °C)					1,8 bar (0,18 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −12,73 °C)			
Sat.	0,13945	216,52	236,04	0,9322	0,10983	219,94	239,71	0,9273
−10	0,14549	223,03	243,40	0,9606	0,11135	222,02	242,06	0,9362
0	0,15219	230,55	251,86	0,9922	0,11678	229,67	250,69	0,9684
10	0,15875	238,21	260,43	1,0230	0,12207	237,44	259,41	0,9998
20	0,16520	246,01	269,13	1,0532	0,12723	245,33	268,23	1,0304
30	0,17155	253,96	277,97	1,0828	0,13230	253,36	277,17	1,0604
40	0,17783	262,06	286,96	1,1120	0,13730	261,53	286,24	1,0898
50	0,18404	270,32	296,09	1,1407	0,14222	269,85	295,45	1,1187
60	0,19020	278,74	305,37	1,1690	0,14710	278,31	304,79	1,1472
70	0,19633	287,32	314,80	1,1969	0,15193	286,93	314,28	1,1753
80	0,20241	296,06	324,39	1,2244	0,15672	295,71	323,92	1,2030
90	0,20846	304,95	334,14	1,2516	0,16148	304,63	333,70	1,2303
2,0 bar (0,20 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −10,09 °C)					2,4 bar (0,24 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −5,37 °C)			
Sat.	0,09933	221,43	241,30	0,9253	0,08343	224,07	244,09	0,9222
−10	0,09938	221,50	241,38	0,9256				
0	0,10438	229,23	250,10	0,9582	0,08574	228,31	248,89	0,9399
10	0,10922	237,05	258,89	0,9898	0,08993	236,26	257,84	0,9721
20	0,11394	244,99	267,78	1,0206	0,09399	244,30	266,85	1,0034
30	0,11856	253,06	276,77	1,0508	0,09794	252,45	275,95	1,0339
40	0,12311	261,26	285,88	1,0804	0,10181	260,72	285,16	1,0637
50	0,12758	269,61	295,12	1,1094	0,10562	269,12	294,47	1,0930
60	0,13201	278,10	304,50	1,1380	0,10937	277,67	303,91	1,1218
70	0,13639	286,74	314,02	1,1661	0,11307	286,35	313,49	1,1501
80	0,14073	295,53	323,68	1,1939	0,11674	295,18	323,19	1,1780
90	0,14504	304,47	333,48	1,2212	0,12037	304,15	333,04	1,2055

Tabla A.18. (Continuación)

<i>T</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
2,8 bar (0,28 MPa)(<i>T</i> _{sat} = −1,23 °C)					3,2 bar (0,32 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 2,48 °C)			
Sat.	0,07193	226,38	246,52	0,9197	0,06322	228,43	248,66	0,9177
0	0,07240	227,37	247,64	0,9238				
10	0,07613	235,44	256,76	0,9566	0,06576	234,61	255,65	0,9427
20	0,07972	243,59	265,91	0,9883	0,06901	242,87	264,95	0,9749
30	0,08320	251,83	275,12	1,0192	0,07214	251,19	274,28	1,0062
40	0,08660	260,17	284,42	1,0494	0,07518	259,61	283,67	1,0367
50	0,08992	268,64	293,81	1,0789	0,07815	268,14	293,15	1,0665
60	0,09319	277,23	303,32	1,1079	0,08106	276,79	302,72	1,0957
70	0,09641	285,96	312,95	1,1364	0,08392	285,56	312,41	1,1243
80	0,09960	294,82	322,71	1,1644	0,08674	294,46	322,22	1,1525
90	0,10275	303,83	332,60	1,1920	0,08953	303,50	332,15	1,1802
100	0,10587	312,98	342,62	1,2193	0,09229	312,68	342,21	1,2076
4,0 bar (0,40 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 8,93 °C)					5,0 bar (0,50 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 15,74 °C)			
Sat.	0,05089	231,97	252,32	0,9145	0,04086	235,64	256,07	0,9117
10	0,05119	232,87	253,35	0,9182				
20	0,05397	241,37	262,96	0,9515	0,04188	239,40	260,34	0,9264
30	0,05662	249,89	272,54	0,9837	0,04416	248,20	270,28	0,9597
40	0,05917	258,47	282,14	1,0148	0,04633	256,99	280,16	0,9918
50	0,06164	267,13	291,79	1,0452	0,04842	265,83	290,04	1,0229
60	0,06405	275,89	301,51	1,0748	0,05043	274,73	299,95	1,0531
70	0,06641	284,75	311,32	1,1038	0,05240	283,72	309,92	1,0825
80	0,06873	293,73	321,23	1,1322	0,05432	292,80	319,96	1,1114
90	0,07102	302,84	331,25	1,1602	0,05620	302,00	330,10	1,1397
100	0,07327	312,07	341,38	1,1878	0,05805	311,31	340,33	1,1675
110	0,07550	321,44	351,64	1,2149	0,05988	320,74	350,68	1,1949
6,0 bar (0,60 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 21,58 °C)					7,0 bar (0,70 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 26,72 °C)			
Sat.	0,03408	238,74	259,19	0,9097	0,02918	241,42	261,85	0,9080
30	0,03581	246,41	267,89	0,9388	0,02979	244,51	265,37	0,9197
40	0,03774	255,45	278,09	0,9719	0,03157	253,83	275,93	0,9539
50	0,03958	264,48	288,23	1,0037	0,03324	263,08	286,35	0,9867
60	0,04134	273,54	298,35	1,0346	0,03482	272,31	296,69	1,0182
70	0,04304	282,66	308,48	1,0645	0,03634	281,57	307,01	1,0487
80	0,04469	291,86	318,67	1,0938	0,03781	290,88	317,35	1,0784
90	0,04631	301,14	328,93	1,1225	0,03924	300,27	327,74	1,1074
100	0,04790	310,53	339,27	1,1505	0,04064	309,74	338,19	1,1358
110	0,04946	320,03	349,70	1,1781	0,04201	319,31	348,71	1,1637
120	0,05099	329,64	360,24	1,2053	0,04335	328,98	359,33	1,1910
130	0,05251	339,93	370,88	1,2320	0,04468	338,76	370,04	1,2179

Tabla A.18. (Continuación)

<i>T</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
8,0 bar (0,80 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 31,33 °C)					9,0 bar (0,90 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 35,53 °C)			
Sat.	0,02547	243,78	264,15	0,9066	0,02255	245,88	266,18	0,9054
40	0,02691	252,13	273,66	0,9374	0,02325	250,32	271,25	0,9217
50	0,02846	261,62	284,39	0,9711	0,02472	260,09	282,34	0,9566
60	0,02992	271,04	294,98	1,0034	0,02609	269,72	293,21	0,9897
70	0,03131	280,45	305,50	1,0345	0,02738	279,30	303,94	1,0214
80	0,03264	289,89	316,00	1,0647	0,02861	288,87	314,62	1,0521
90	0,03393	299,37	326,52	1,0940	0,02980	298,46	325,28	1,0819
100	0,03519	308,93	337,08	1,1227	0,03095	308,11	335,96	1,1109
110	0,03642	318,57	347,71	1,1508	0,03207	317,82	346,68	1,1392
120	0,03762	328,31	358,40	1,1784	0,03316	327,62	357,47	1,1670
130	0,03881	338,14	369,19	1,2055	0,03423	337,52	368,33	1,1943
140	0,03997	348,09	380,07	1,2321	0,03529	347,51	379,27	1,2211
10,0 bar (1,00 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 39,39 °C)					12,0 bar (1,20 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 46,32 °C)			
Sat.	0,02020	247,77	267,97	0,9043	0,01663	251,03	270,99	0,9023
40	0,02029	248,39	268,68	0,9066				
50	0,02171	258,48	280,19	0,9428	0,01712	254,98	275,52	0,9164
60	0,02301	268,35	291,36	0,9768	0,01835	265,42	287,44	0,9527
70	0,02423	278,11	302,34	1,0093	0,01947	275,59	298,96	0,9868
80	0,02538	287,82	313,20	1,0405	0,02051	285,62	310,24	1,0192
90	0,02649	297,53	324,01	1,0707	0,02150	295,59	321,39	1,0503
100	0,02755	307,27	334,82	1,1000	0,02244	305,54	332,47	1,0804
110	0,02858	317,06	345,65	1,1286	0,02335	315,50	343,52	1,1096
120	0,02959	326,93	356,52	1,1567	0,02423	325,51	354,58	1,1381
130	0,03058	336,88	367,46	1,1841	0,02508	335,58	365,68	1,1660
140	0,03154	346,92	378,46	1,2111	0,02592	345,73	376,83	1,1933
14,0 bar (1,40 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 52,43 °C)					16,0 bar (1,60 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 57,92 °C)			
Sat.	0,01405	253,74	273,40	0,9003	0,01208	256,00	275,33	0,8982
60	0,01495	262,17	283,10	0,9297	0,01233	258,48	278,20	0,9069
70	0,01603	272,87	295,31	0,9658	0,01340	269,89	291,33	0,9457
80	0,01701	283,29	307,10	0,9997	0,01435	280,78	303,74	0,9813
90	0,01792	293,55	318,63	1,0319	0,01521	291,39	315,72	1,0148
100	0,01878	303,73	330,02	1,0628	0,01601	301,84	327,46	1,0467
110	0,01960	313,88	341,32	1,0927	0,01677	312,20	339,04	1,0773
120	0,02039	324,05	352,59	1,1218	0,01750	322,53	350,53	1,1069
130	0,02115	334,25	363,86	1,1501	0,01820	332,87	361,99	1,1357
140	0,02189	344,50	375,15	1,1777	0,01887	343,24	373,44	1,1638
150	0,02262	354,82	386,49	1,2048	0,01953	353,66	384,91	1,1912
160	0,02333	365,22	397,89	1,2315	0,02017	364,15	369,43	1,2181

FUENTE: Obtenido mediante un programa de ordenador proporcionado por R. S. Basu, Allied Signal Corporation. Fuente de la literatura: D. P. Wilson & R. S. Basu, «Thermodynamic Properties of a New Stratospherically Safe Working Fluid-Refrigerant 134a», *ASHRAE Trans.*, **94** (Pt. 2): 2095-2118, 1988.

Tabla A.19. Propiedades del nitrógeno (N₂) en saturación: tablas de temperatura y presión

(*v*, L/kg o cm³/g; *u* y *h*, kJ/kg; *s*, kJ/(kg · K); 1 bar = 0,10 MPa)

Temp., K <i>T</i>	Pres., bar <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v</i> _f	Vapor sat. <i>v</i> _g	Líquido sat. <i>u</i> _f	Vapor sat. <i>u</i> _g	Líquido sat. <i>h</i> _f	Evap. <i>h</i> _{fg}	Vapor sat. <i>h</i> _g	Líquido sat. <i>s</i> _f	Vapor sat. <i>s</i> _g
63,15	0,125	1,152	1,477,0	−50,8	145,6	−50,8	214,9	164,1	2,423	5,826
70,0	0,386	1,191	526,0	−37,1	150,2	−37,0	207,5	170,5	2,631	5,595
80,0	1,369	1,257	164,0	−16,4	156,4	−16,2	195,1	178,9	2,906	5,345
90,0	3,600	1,340	66,3	4,5	161,1	5,0	180,0	185,0	3,152	5,152
100,0	7,775	1,448	31,3	25,7	163,4	26,8	160,9	187,7	3,376	4,985
110,0	14,67	1,606	16,0	48,3	162,2	50,7	134,9	185,6	3,594	4,820
120,0	25,15	1,908	8,03	76,9	154,1	81,7	92,6	174,3	3,847	4,619
126,25	33,96	3,388	3,39	123,2	123,2	134,7	0	134,7	4,257	4,257
77,24	1,00	1,238	219,1	−22,0	154,9	−21,9	198,7	176,8	2,835	5,407
83,63	2,00	1,285	115,3	−8,9	158,3	−8,6	190,0	181,4	2,998	5,270
91,25	4,00	1,352	60,0	7,1	161,5	7,6	177,9	185,5	3,180	5,130
96,41	6,00	1,406	40,46	18,0	162,9	18,8	168,4	187,2	3,297	5,044
100,41	8,00	1,454	30,37	26,4	163,4	27,6	160,1	187,7	3,384	4,978
103,76	10,00	1,500	24,16	33,9	163,4	35,4	152,2	187,6	3,457	4,924
110,38	15,00	1,614	15,57	49,3	162,0	51,7	133,7	185,4	3,603	4,814
115,56	20,00	1,741	11,04	63,0	159,1	66,5	114,7	181,2	3,726	4,718
119,88	25,00	1,902	8,11	76,5	154,3	81,3	93,3	174,6	3,844	4,622
123,61	30,00	2,152	5,87	91,6	146,3	98,1	65,8	163,9	3,974	4,506
125,63	33,00	2,497	4,550	104,7	137,1	112,9	39,2	152,1	4,088	4,400

Nota: El punto triple es 63,15 K y el punto crítico, 126,25 K.
FUENTE: Valores adaptados de A. A. Vasserman, Ya. Z. Kazavchinskii y V. A. Rabinovich, «Thermophysical Properties of Air and Air Components», Izdatel'stvo Nauka, Moscow, 1966.

Tabla A.20. Propiedades del nitrógeno (N₂): tabla del vapor sobrecalentado

(*v*, L/kg o cm³/g; *u* y *h*, kJ/kg; *s*, kJ/(kg · K))

Temp., K	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	1 bar (0,1 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 77,2 K)				5 bar (0,5 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 94,0 K)			
100	290,8	172,8	201,9	5,691	52,9	167,7	194,1	5,162
150	442,6	210,4	254,7	6,120	86,4	208,1	251,3	5,627
200	592,3	247,8	307,0	6,421	117,5	246,4	305,1	5,937
250	741,4	285,0	359,1	6,654	147,8	284,0	357,9	6,172
300	890,2	322,2	411,2	6,844	177,9	321,4	410,3	6,364
350	1,039,0	359,4	463,3	7,005	207,9	358,8	462,7	6,525
400	1.187,0	396,7	515,4	7,144	237,7	396,2	515,0	6,665
10 bar (1,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 108,8 K)				20 bar (2,0 MPa)(<i>T</i> _{sat} = 115,6 K)				
150	41,9	205,0	246,9	5,401	19,6	198,4	237,5	5,150
200	58,1	244,6	302,7	5,722	28,5	240,9	297,8	5,498
250	73,6	282,7	356,3	5,962	36,6	280,1	353,2	5,746
300	88,9	320,3	409,2	6,155	44,4	318,3	407,1	5,942
350	104,0	357,9	461,9	6,317	52,1	356,2	460,4	6,107
400	119,0	395,5	514,5	6,457	59,7	394,1	513,5	6,248
450	134,0	433,2	567,2	6,582	67,3	432,0	566,5	6,373
50 bar (5,0 MPa)				100 bar (10,0 MPa)				
150	5,92	171,5	201,1	4,692	2,39	123,5	147,4	4,218
200	10,7	229,3	282,9	5,169	5,02	208,8	259,0	4,870
250	14,4	272,2	344,1	5,443	7,12	259,3	330,4	5,190
300	17,8	312,4	401,1	5,651	8,95	302,7	392,2	5,416
350	21,0	351,4	456,3	5,821	10,7	343,6	450,3	5,596
400	24,1	390,1	510,7	5,967	12,3	383,6	506,8	5,746
450	27,2	428,7	564,8	6,094	13,9	423,1	562,4	5,877
150 bar (15,0 MPa)				200 bar (20,2 MPa)				
150	1,95	94,3	134,9	4,064	1,78	96,1	131,6	3,980
200	3,37	190,8	241,3	4,680	2,69	177,2	231,0	4,554
250	4,80	247,1	319,2	5,030	3,73	236,6	311,2	4,913
300	6,09	293,5	384,8	5,269	4,70	285,3	379,3	5,162
350	7,28	336,3	445,5	5,456	5,62	329,5	441,8	5,355
400	8,42	377,5	503,7	5,612	6,49	371,8	501,5	5,515
450	9,52	418,0	560,7	5,746	7,33	413,0	559,6	5,651

F/U/V/E: Valores adaptados de A. A. Vasserman, Ya. Z. Kazavchinski y V. A. Rabinovich, «Thermophysical Properties of Air and Air Components», Izdatel'stvo Nauka, Moscow, 1966.

Tabla A.21. Propiedades termodinámicas del potasio

(*T*, K; *P*, atm; *v*, L/kg; *h*, kJ/kg; *s*, kJ/(kg · K))

A. Saturación: tabla de temperatura							
<i>T</i>	<i>P</i>	<i>v_f</i>	<i>v_g</i>	<i>h_f</i>	<i>h_g</i>	<i>s_f</i>	<i>s_g</i>
900	0,251	1,438	7,180	731,0	2,739,7	2,6874	4,9175
950	0,447	1,462	4,204	771,4	2,750,4	2,7313	4,8129
1,000	0,753	1,493	2,592	812,6	2,760,4	2,7732	4,7196
B. Tabla de vapor sobrecalentado							
<i>P</i>	<i>v</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>P</i>	<i>v</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
1,075 K (<i>P</i> _{sat} = 1,494 atm)				1,200 K (<i>P</i> _{sat} = 3,860 atm)			
Sat.	1,375	2,772,9	4,5977	Sat.	0,573	2,795,1	4,4367
1,0	2,120	2,813,6	4,7144	3,0	0,759	2,831,1	4,5144
0,8	2,684	2,830,0	4,7745	2,0	1,178	2,874,0	4,6295
1,325 K (<i>P</i> _{sat} = 8,293 atm)				1,450 K (<i>P</i> _{sat} = 15,55 atm)			
Sat.	0,285	2,820,4	4,3163	Sat.	0,161	2,849,4	4,2255
6,0	0,411	2,873,7	4,4162	10,0	0,267	2,928,5	4,3599
4,0	0,641	2,923,1	4,5316	8,0	0,343	2,959,2	4,4233
3,0	0,873	2,948,7	4,6078	6,0	0,469	2,991,3	4,5011

F/U/V/E: Valores adaptados de Naval Research Laboratory Report 6233, 1965, y de Air Force Aero Propulsion Laboratory Technical Report 66-104, 1966.

Tabla A.22. Constantes de las ecuaciones de estado de Benedict-Webb-Rubin, Redlich-Kwong y Van der Waals

1. Benedict-Webb-Rubin; las unidades son bar, m³/kmol y K					
Constantes	<i>n</i> -Butano (C₄H₁₀)	Dióxido de carbono (CO₂)	Monóxido de carbono (CO)	Metano (CH₄)	Nitrógeno (N₂)
<i>a</i>	1,9068	0,1386	0,0371	0,0500	0,0254
<i>A</i> ₀	10,216	2,7730	1,3587	1,8791	1,0673
<i>b</i>	0,039998	0,007210	0,002632	0,003380	0,002328
<i>B</i> ₀	0,12436	0,04991	0,05454	0,04260	0,04074
<i>c</i>	3,205 × 10 ⁵	1,511 × 10 ⁴	1,054 × 10 ³	2,578 × 10 ³	7,379 × 10 ²
<i>C</i> ₀	1,006 × 10 ⁶	1,404 × 10 ⁵	8,673 × 10 ³	2,286 × 10 ⁴	8,164 × 10 ³
<i>z</i>	1,101 × 10 ⁻³	8,470 × 10 ⁻⁵	1,350 × 10 ⁻⁴	1,244 × 10 ⁻⁴	1,272 × 10 ⁻⁴
<i>γ</i>	0,0340	0,00539	0,0060	0,0060	0,0053
<i>FUENTE:</i> H. W. Cooper & J. C. Goldfrank, <i>Hydrocarbon Processing</i> , 46 (12): 141 (1967).					
2. Redlich-Kwong; <i>a</i> está en bar (m³/kmol)²(K) ^{0.5} , <i>b</i> está en m³/kmol					
Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>	Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>
Dióxido de carbono (CO₂)	64,64	0,02969	Oxígeno (O₂)	17,38	0,02199
Monóxido de carbono (CO)	17,26	0,02743	Propano (C₃H₈)	183,070	0,06269
Metano (CH₄)	32,19	0,02969	Refrigerante 134a	197,1	0,06634
Nitrógeno (N₂)	15,59	0,002681	Agua (H₂O)	142,64	0,02110
<i>FUENTE:</i> Calculados a partir de los valores críticos.					
3. Van der Waals; <i>a</i> está en bar (m³/kmol)², <i>b</i> está en m³/kmol					
Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>	Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>
Acetileno (C₂H₂)	4,410	0,0510	Etileno (C₂H₄)	4,563	0,0574
Aire (equivalente)	1,358	0,0364	Helio (He)	0,0341	0,0234
Amoníaco (NH₃)	4,223	0,0373	Hidrógeno (H₂)	0,247	0,0265
Benceno (C₆H₆)	18,63	0,1181	Metano (CH₄)	2,285	0,0427
<i>n</i> -Butano (C₄H₁₀)	13,80	0,1196	Nitrógeno (N₂)	1,361	0,0385
Dióxido de carbono (CO₂)	3,643	0,0427	Oxígeno (O₂)	1,369	0,0315
Monóxido de carbono (CO)	1,463	0,0394	Propano (C₃H₈)	9,315	0,0900
Refrigerante 134a (C₂F₄H₂)	10,05	0,0957	Dióxido de azufre (SO₂)	6,837	0,0568
Etano (C₂H₆)	5,575	0,0650	Agua (H₂O)	5,507	0,0304

FUENTE: Calculados a partir de los valores críticos.

Tabla A.23. Valores a 25 °C y 1 atm de la entalpía de formación, de la función de Gibbs de formación, de la entropía absoluta y de la entalpía de vaporización

(Δ <i>h</i> _{<i>f</i>} ^o , Δ <i>g</i> _{<i>f</i>} ^o , y <i>h</i> _{<i>fg</i>} en kJ/kmol; <i>s</i> ^o en kJ/(kmol · K); el estado estándar es 1 atm)					
Sustancia	Fórmula	Δ <i>h</i> _{<i>f</i>} ^o	Δ <i>g</i> _{<i>f</i>} ^o	<i>s</i> ^o	<i>h</i> _{<i>fg</i>}
Carbono	C(<i>s</i>)	0	0	5,74	
Hidrógeno	H₂(<i>g</i>)	0	0	130,57	
Nitrógeno	N₂(<i>g</i>)	0	0	191,50	
Oxígeno	O₂(<i>g</i>)	0	0	205,04	
Monóxido de carbono	CO(<i>g</i>)	-110,530	-137,150	197,56	
Dióxido de carbono	CO₂(<i>g</i>)	-393,520	-394,380	213,67	
Agua	H₂O(<i>g</i>)	-241,820	-228,590	188,72	
Agua	H₂O(<i>l</i>)	-285,830	-237,180	69,95	44,010
Peróxido de hidrógeno	H₂O₂(<i>g</i>)	-136,310	-105,600	232,63	61,090
Amoníaco	NH₃(<i>g</i>)	-46,190	-16,590	192,33	
Oxígeno	O(<i>g</i>)	249,170	231,170	160,95	
Hidrógeno	H(<i>g</i>)	218,000	203,290	114,61	
Nitrógeno	N(<i>g</i>)	472,680	455,510	153,19	
Hidroxilo	OH(<i>g</i>)	39,040	34,280	183,75	
Metano	CH₄(<i>g</i>)	-74,850	-50,790	186,16	
Acetileno (Etno)	C₂H₂(<i>g</i>)	226,730	209,170	200,85	
Etileno (Eteno)	C₂H₄(<i>g</i>)	52,280	68,120	219,83	
Etano	C₂H₆(<i>g</i>)	-84,680	-32,890	229,49	
Propileno (Propeno)	C₃H₆(<i>g</i>)	20,410	62,720	266,94	
Propano	C₃H₈(<i>g</i>)	-103,850	-23,490	269,91	15,060
<i>n</i> -Butano	C₄H₁₀(<i>g</i>)	-126,150	-15,170	310,03	21,060
<i>n</i> -Pentano	C₅H₁₂(<i>g</i>)	-146,440	-8,200	348,40	31,410
<i>n</i> -Octano	C₈H₁₈(<i>g</i>)	-208,450	17,320	463,67	41,460
<i>n</i> -Octano	C₈H₁₈(<i>l</i>)	-249,910	6,610	360,79	
Benceno	C₆H₆(<i>g</i>)	82,930	129,600	269,20	33,830
Alcohol metílico	CH₃OH(<i>g</i>)	-200,890	-162,140	239,70	37,900
Alcohol metílico	CH₃OH(<i>l</i>)	-238,810	-166,290	126,80	
Alcohol etílico	C₂H₅OH(<i>g</i>)	-235,310	-168,570	282,59	42,340
Alcohol etílico	C₂H₅OH(<i>l</i>)	-277,690	-174,890	160,70	
Mercurio	Hg(<i>l</i>)	0	0	77,24	
Óxido de mercurio	HgO(<i>c</i>)	-90,210	-58,400	70,45	
Manganeso	Mn(<i>c</i>)	0	0	31,8	
Dióxido de manganeso	MnO₂(<i>c</i>)	-520,030	-465,180	53,14	
Trióxido de manganeso	Mn₂O₃(<i>c</i>)	-958,970	-881,150	110,5	
Plomo	Pb(<i>c</i>)	0	0	64,81	
Óxido de plomo	PbO₂(<i>c</i>)	-277,400	-217,360	68,6	
Sulfato de plomo	PbSO₄(<i>c</i>)	-919,940	-813,200	148,57	
Zinc	Zn(<i>c</i>)	0	0	41,63	
Óxido de zinc	ZnO(<i>c</i>)	-343,280	-318,320	43,64	
Ácido sulfúrico	H₂SO₄(<i>l</i>)	-813,990	-690,100	156,90	
Ácido sulfúrico	(ag., <i>m</i> = 1)	-909,270	-744,630	20,1	
Óxido de plata	Ag₂O(<i>c</i>)	-31,050	-11,200	121,7	

FUENTES: De JANAF Thermochemical Tables, Dow Chemical Co., 1971; *Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties*, NBS Technical Note 270-3, 1968; y *API Research Project 44*, Carnegie Press, 1953.

Tabla A.24. Logaritmos en base 10 de la constante de equilibrio K_p

$$(K_p) = \frac{(p_E)^{\nu_E}(p_F)^{\nu_F}}{(p_A)^{\nu_A}(p_B)^{\nu_B}}$$
 para la reacción $\nu_A A + \nu_B B \rightleftharpoons \nu_E E + \nu_F F$, donde p_i está en atm)

- Numero de las reacciones:
- (1) $H_2 \rightleftharpoons 2 H$

(2) $O_2 \rightleftharpoons 2 O$

(3) $N_2 \rightleftharpoons 2 N$

(4) $\frac{1}{2}O_2 + \frac{1}{2}N_2 \rightleftharpoons NO$

(5) $H_2O \rightleftharpoons H_2 + \frac{1}{2}O_2$

(6) $H_2O \rightleftharpoons OH + \frac{1}{2}H_2$

(7) $CO_2 \rightleftharpoons CO + \frac{1}{2}O_2$

(8) $CO_2 + H_2 \rightleftharpoons CO + H_2O$

Temp., K	log K_p para las reacciones numeradas anteriormente							
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
298	-71.224	-81.208	-159.600	-15.171	-40.048	-46.054	-45.066	-5.018
500	-40.316	-45.880	-92.672	-8.783	-22.886	-26.130	-25.025	-2.139
1.000	-17.292	-19.614	-43.056	-4.062	-10.062	-11.280	-10.221	-0.159
1.200	-13.414	-15.208	-34.754	-3.275	-7.899	-8.789	-7.764	+0.135
1.400	-10.630	-12.054	-28.812	-2.712	-6.347	-7.003	-6.014	+0.333
1.600	-8.532	-9.684	-24.350	-2.290	-5.180	-5.662	-4.706	+0.474
1.700	-7.666	-8.706	-22.512	-2.116	-4.699	-5.109	-4.169	+0.530
1.800	-6.896	-7.836	-20.874	-1.962	-4.270	-4.617	-3.693	+0.577
1.900	-6.204	-7.058	-19.410	-1.823	-3.886	-4.177	-3.267	+0.619
2.000	-5.580	-6.356	-18.092	-1.699	-3.540	-3.780	-2.884	+0.656
2.100	-5.016	-5.720	-16.898	-1.586	-3.227	-3.422	-2.539	+0.688
2.200	-4.502	-5.142	-15.810	-1.484	-2.942	-3.095	-2.226	+0.716
2.300	-4.032	-4.614	-14.818	-1.391	-2.682	-2.798	-1.940	+0.742
2.400	-3.600	-4.130	-13.908	-1.305	-2.443	-2.525	-1.679	+0.764
2.500	-3.202	-3.684	-13.070	-1.227	-2.224	-2.274	-1.440	+0.784
2.600	-2.836	-3.272	-12.298	-1.154	-2.021	-2.042	-1.219	+0.802
2.700	-2.494	-2.892	-11.580	-1.087	-1.833	-1.828	-1.015	+0.818
2.800	-2.178	-2.536	-10.914	-1.025	-1.658	-1.628	-0.825	+0.833
2.900	-1.882	-2.206	-10.294	-0.967	-1.495	-1.442	-0.649	+0.846
3.000	-1.606	-1.898	-9.716	-0.913	-1.343	-1.269	-0.485	+0.858
3.100	-1.348	-1.610	-9.174	-0.863	-1.201	-1.107	-0.332	+0.869
3.200	-1.106	-1.340	-8.664	-0.815	-1.067	-0.955	-0.189	+0.878
3.300	-0.878	-1.086	-8.186	-0.771	-0.942	-0.813	-0.054	+0.888
3.400	-0.664	-0.846	-7.736	-0.729	-0.824	-0.679	+0.071	+0.895
3.500	-0.462	-0.620	-7.312	-0.690	-0.712	-0.552	+0.190	+0.902

FUENTE: Basada en los valores de JANAF Tables, NSRDS-NBS-37, 1971, y revisiones publicadas en *Journal of Physical and Chemical Reference Data* en 1982.

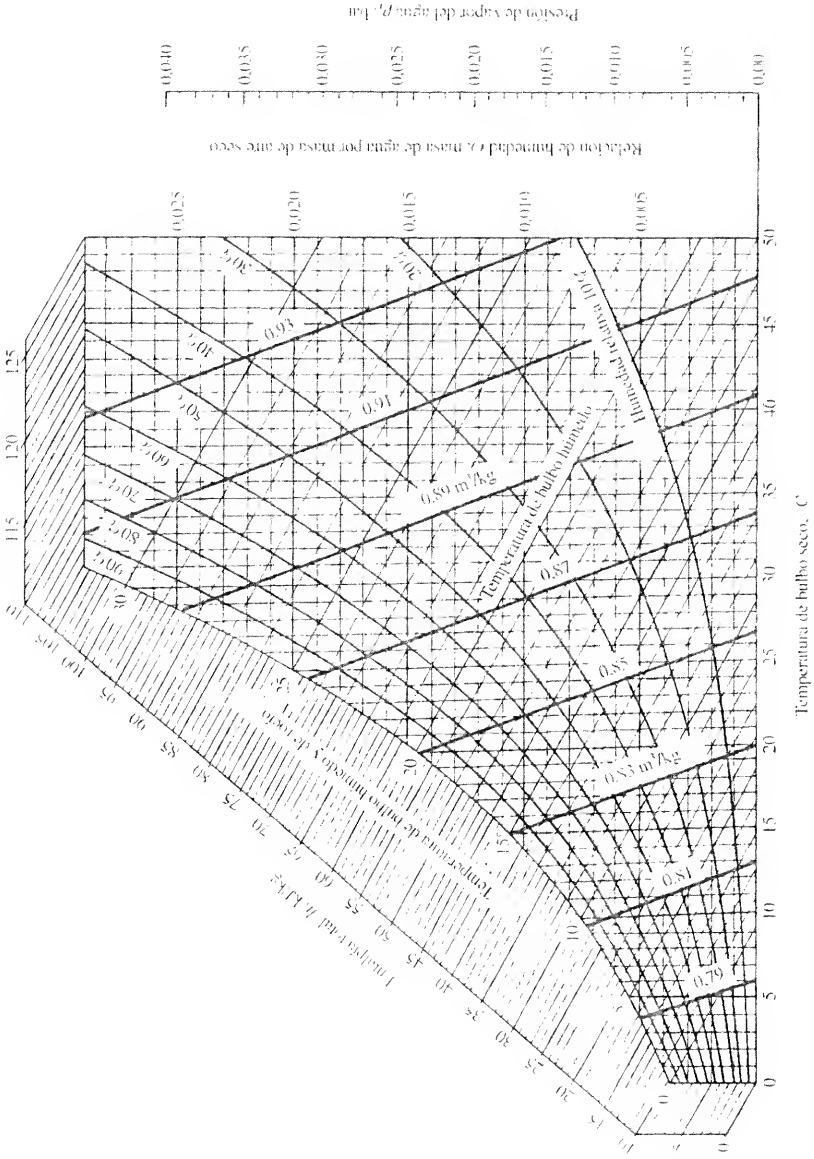


Figura A.25. Diagrama psicrometrico, unidades métricas, presión barométrica 1.01 bar.

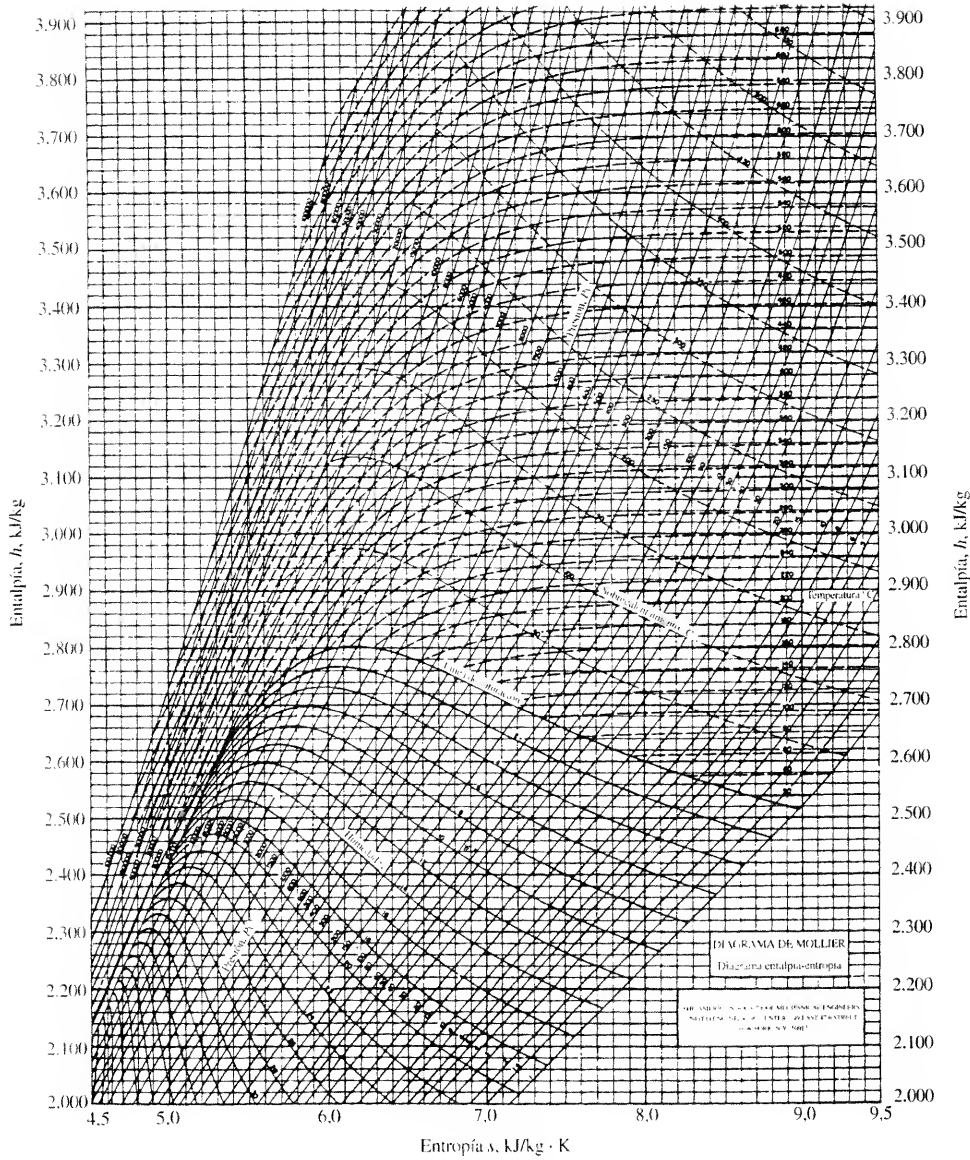


Figura A.26. Diagrama de Mollier (h s) del vapor de agua. (FUENTE: *The American Society of Mechanical Engineer*, New York, 1967.)

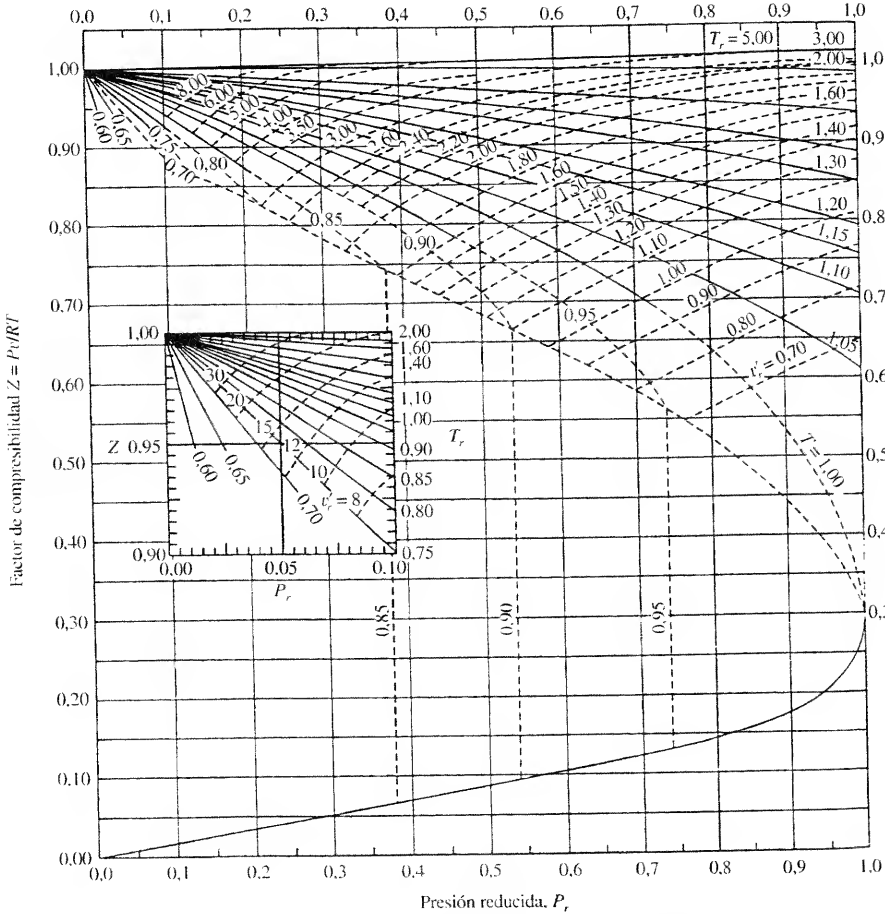


Figura A.27. Diagrama generalizado de compresibilidad, $P_r \leq 1$. [Modificado por Peter E. Liley, *Chemical Engineering*, 94 (1987). Fuente original: E. F. Obert, *Concepts of Thermodynamics*. McGraw-Hill, Inc., (1960)].

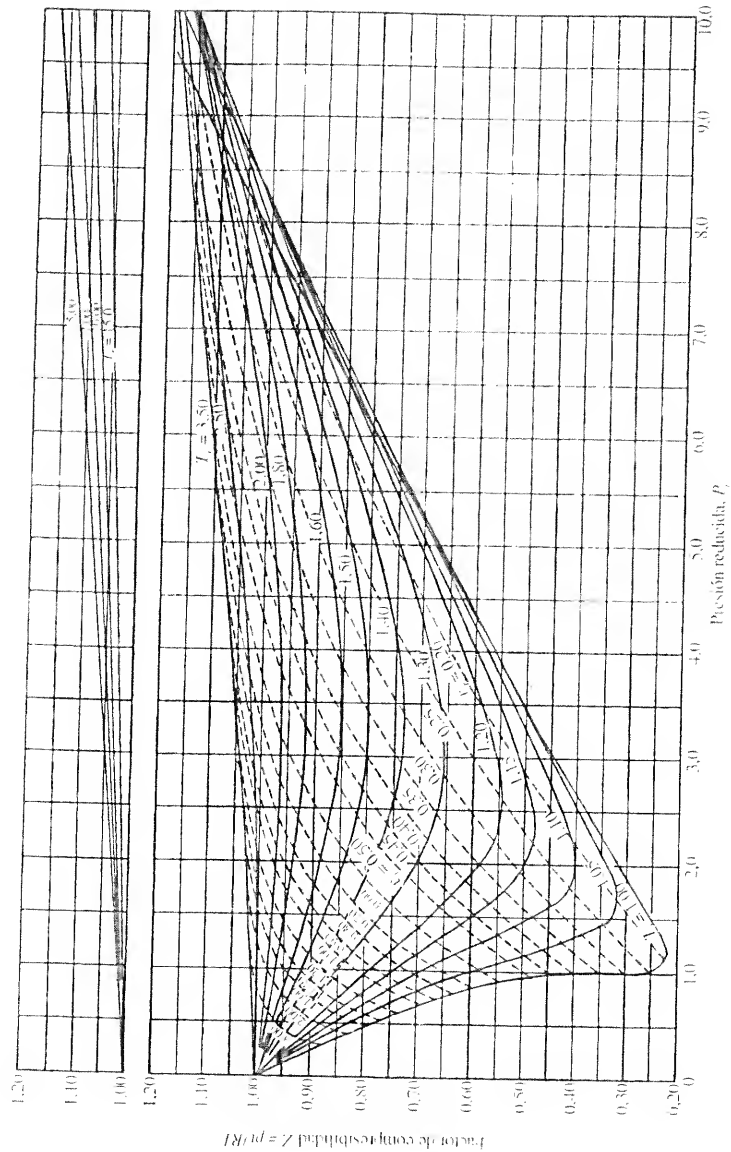


Figura A.28. Diagrama generalizado de compresibilidad, intervalo de presiones bajas. [FUENTE: V. M. Faires, «Problems on Thermodynamics», Macmillan, New York, 1962. Datos de L. C. Nelson y E. F. Obert, Generalized Compressibility Charts, Chem. Eng. 61:203 (1954)].

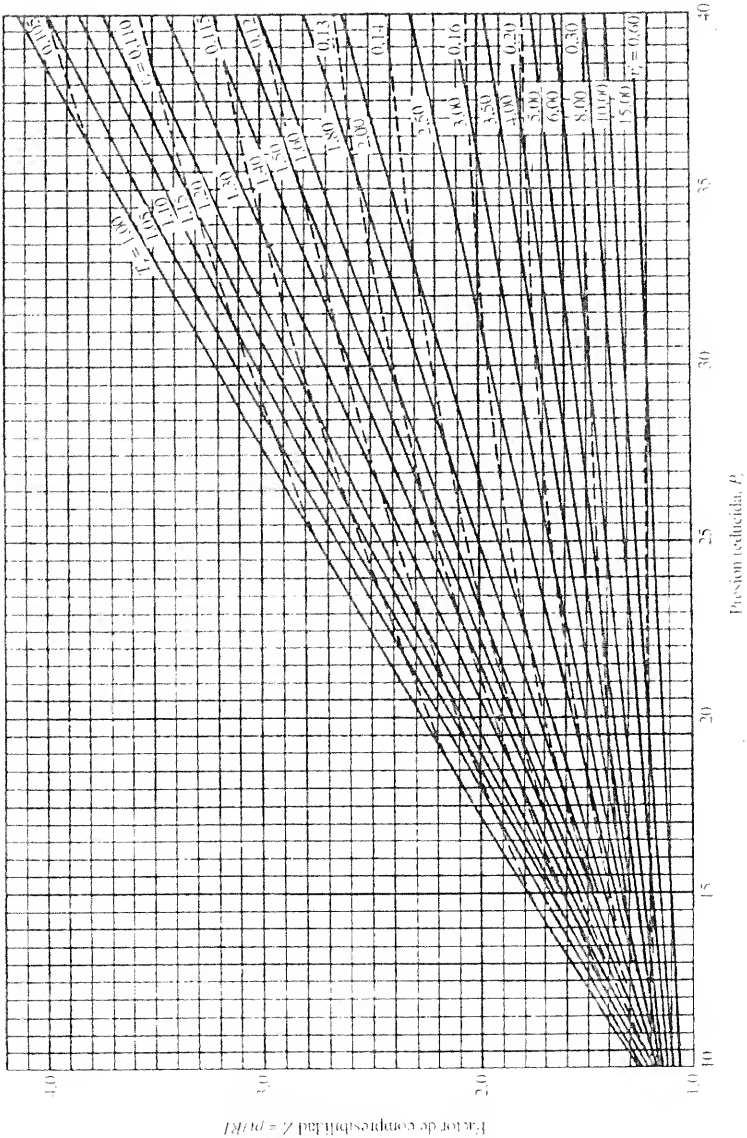


Figura A.29. Diagrama generalizado de compresibilidad, intervalo de presiones altas. (Adaptado de E. F. Obert, «Concepts of Thermodynamics», McGraw-Hill, New York, 1960.)

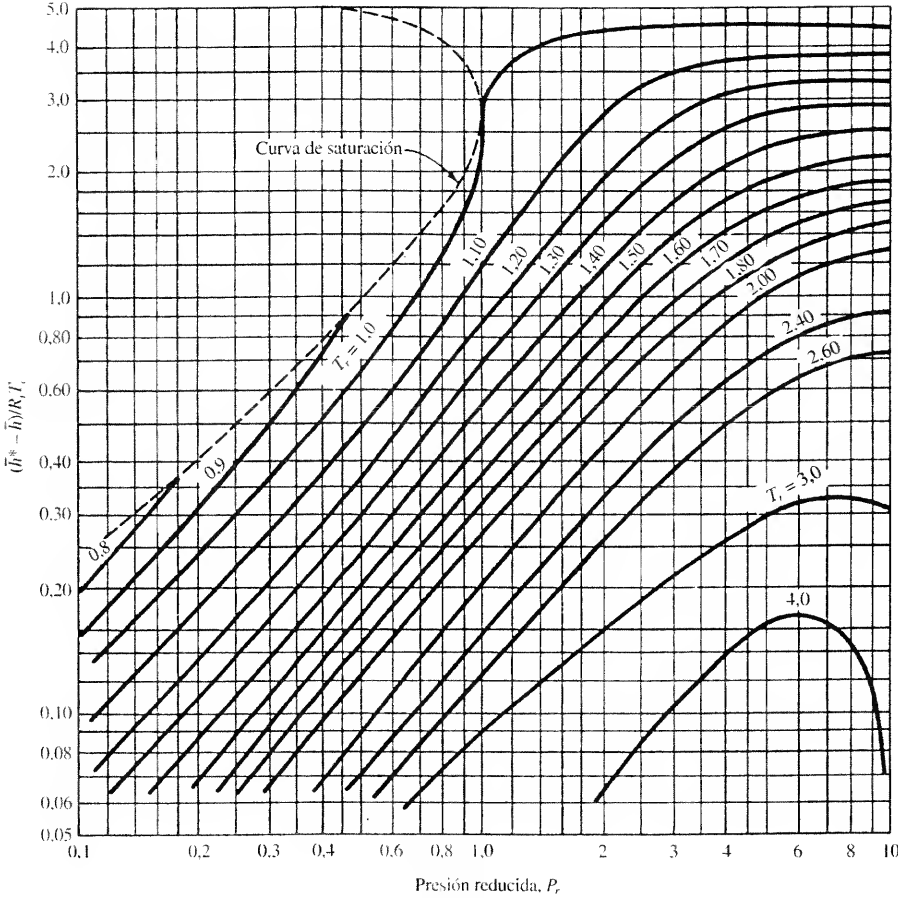


Figura A.30. Diagrama generalizado de entalpía. (FUENTE: Basado en datos de A. L. Lydersen, R. A. Greenkorn y O. A. Hougen, «Engineering Experiment Station Report N.º 4», University of Wisconsin, 1955.) $T_r = T/T_c$ = temperatura reducida, $P_r = P/P_c$ = presión reducida, T_c = temperatura crítica, P_c = presión crítica, h^* = entalpía de gas ideal, h = entalpía de gas real.

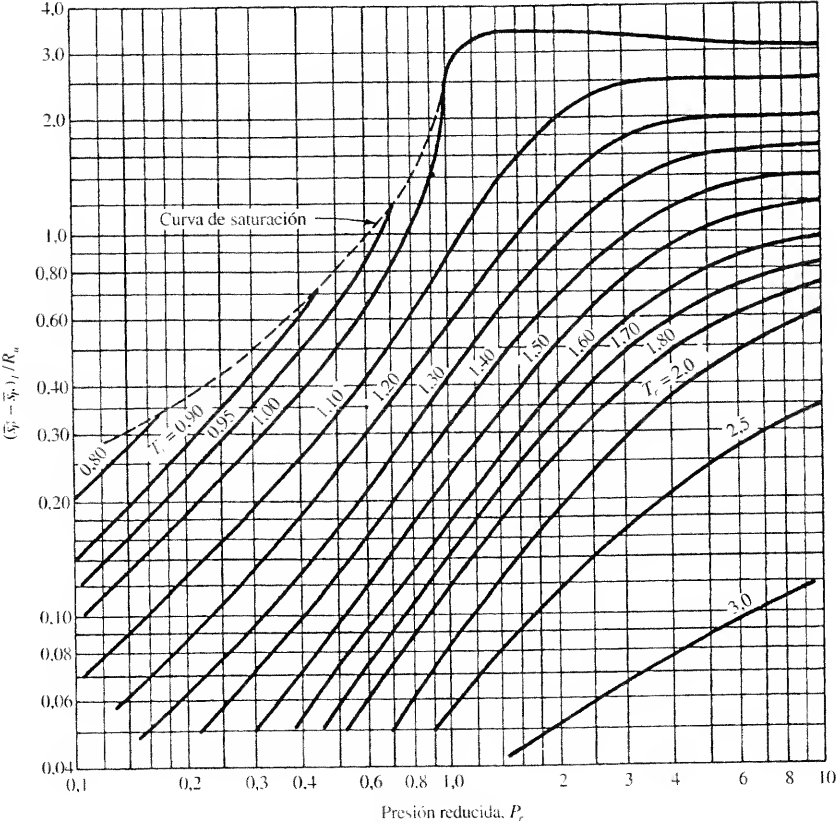


Figura A.31. Diagrama generalizado de entropía. (FUENTE: Basado en datos de A. L. Lydersen, R. A. Greenkorn y O. A. Hougen, «Engineering Experiment Station Report N.º 4», University of Wisconsin, 1955.) $T_r = T/T_c$ = temperatura reducida, $P_r = P/P_c$ = presión reducida, T_c = temperatura crítica, P_c = presión crítica, s_p^* = entropía de gas ideal, s_p = entropía de gas real.

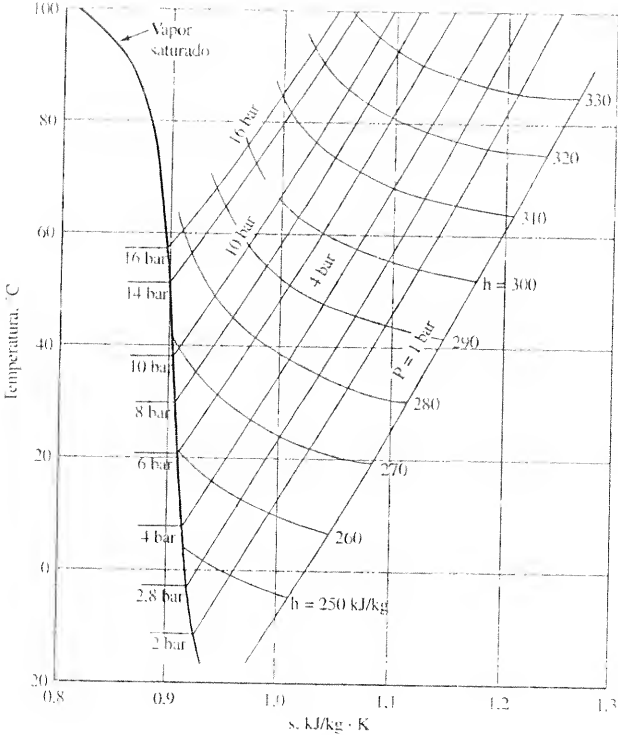


Figura A.32. Diagrama temperatura-entropía del refrigerante 134a.
(Basado en los datos de la Tabla A.18.)

APÉNDICE

A • 2

TABLAS Y FIGURAS SUPLEMENTARIAS
(UNIDADES USCS)

Tabla A.1l. Constantes físicas y factores de conversión

Constantes físicas	
Gravedad estándar	$g = 32,174 \text{ ft/s}^2$
Constante universal de los gases	$R_u = 1.545 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/(\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R})$ $= 1,986 \text{ Btu}/(\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R})$ $= 0,730 \text{ atm} \cdot \text{ft}^3/(\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R})$ $= 10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/(\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R})$
Factores de conversión	
Longitud	$1 \text{ cm} = 0,3937 \text{ in} = 10^4 \mu\text{m} = 10^8 \text{ \AA}$ $1 \text{ in} = 2,540 \text{ cm}$ $1 \text{ ft} = 30,48 \text{ cm}$
Masa	$1 \text{ lb}_m = 453,59 \text{ g}_m = 7.000 \text{ g}$ $1 \text{ kg}_m = 2,205 \text{ lb}_m$
Fuerza	$1 \text{ lb}_f = 32,174 \text{ lb}_m \cdot \text{ft/s}^2$ $1 \text{ lb}_f = 448.800 \text{ dyn} = 4,448 \text{ N}$
Presión	$1 \text{ torr} = 1 \text{ mmHg a } 0 \text{ }^\circ\text{C} = 10^3 \mu\text{m Hg}$ $= 1,933 \times 10^{-2} \text{ psi}$
Volumen	$1 \text{ L} = 0,0353 \text{ ft}^3 = 0,2642 \text{ gal} = 61,025 \text{ in}^3$ $1 \text{ ft}^3 = 28,316 \text{ L} = 7,4805 \text{ gal} = 0,02832 \text{ m}^3$ $1 \text{ in}^3 = 16,387 \text{ cm}^3$
Densidad	$1 \text{ lb}_m/\text{ft}^3 = 0,01602 \text{ g}_m/\text{cm}^3$
Energía	$1 \text{ Btu} = 778,16 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f = 1.055 \text{ J}$ $1 \text{ Btu/lb} = 2,32 \text{ kJ/kg}$
Potencia	$1 \text{ W} = 1 \text{ J/s} = 3,413 \text{ Btu/h}$ $1 \text{ hp} = 746 \text{ W} = 550 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{s} = 2.545 \text{ Btu/h}$
Velocidad	$1 \text{ mi/h} = 0,447 \text{ m/s}$
Capacidad térmica específica	$1 \text{ Btu}/(\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{F}) = 4,187 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K})$
Temperatura	$T(^{\circ}\text{R}) = T(^{\circ}\text{F}) + 459,67$ $= 1,8[T(^{\circ}\text{C}) + 473,15] = 1,8T(\text{K})$

Tabla A.2l. Masa molar, constantes críticas y capacidades térmicas específicas de gases a 77 °F y 1 atm de algunas sustancias comunes

$(T_c, ^\circ\text{R}; P_c, \text{atm}; \bar{v}_c, \text{ft}^3/\text{lbmol}; c_v \text{ y } c_p, \text{Btu}/(\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{F}))$							
Sustancia	Masa molar	T_c	P_c	\bar{v}_c	Z_c	c_v	c_p
Acetileno (C ₂ H ₂)	26,04	556	61,6	1,80	0,272	0,328	0,404
Aire (equivalente)	28,97	239	37,2	1,33	0,284	0,171	0,240
Amoníaco (NH ₃)	17,04	730	111,3	1,16	0,242	0,397	0,514
Benceno (C ₆ H ₆)	78,11	1.013	47,7	4,11	0,274	0,224	0,249
<i>n</i> -Butano (C ₄ H ₁₀)	58,12	765	37,5	4,13	0,274	0,373	0,408
Dióxido de carbono (CO ₂)	44,04	548	72,9	1,51	0,276	0,156	0,202
Monóxido de carbono (CO)	28,01	239	34,5	1,49	0,294	0,178	0,249
Refrigerante 134a (C ₂ F ₄ H ₂)	102,03	672,8	40,1	3,19	0,261	0,184	0,203
Etano (C ₂ H ₆)	30,07	549	48,2	2,37	0,285	0,353	0,419
Etileno (C ₂ H ₄)	28,05	510	50,5	2,05	0,279	0,294	0,365
Helio (He)	4,003	9,3	2,26	0,93	0,300	0,744	1,24
Hidrógeno (H ₂)	2,016	59,8	12,8	1,04	0,304	2,43	3,42
Metano (CH ₄)	16,04	344	45,8	1,59	0,290	0,407	0,531
Nitrógeno (N ₂)	28,01	227	33,5	1,44	0,291	0,178	0,248
Oxígeno (O ₂)	32,00	278	49,8	1,19	0,290	0,157	0,219
Propano (C ₃ H ₈)	44,09	666	42,1	3,20	0,278	0,355	0,400
Dióxido de azufre (SO ₂)	64,06	775	77,7	1,99	0,268	0,113	0,114
Agua (H ₂ O)	18,02	1.165	218,0	0,896	0,230	0,335	0,445

FUENTE: Adaptado de la Tabla A.2.

Fórmulas y valores adicionales de la masa molar de algunos elementos y compuestos comunes

Sustancia	Fórmula	Masa molar	Sustancia	Fórmula	Masa molar
Argón	Ar	39,94	Plata	Ag	107,88
Aluminio	Al	26,97	Sodio	Na	22,997
Carbono	C	12,01	Agua oxigenada	H ₂ O ₂	34,02
Cobre	Cu	63,54	Propileno	C ₃ H ₆	42,08
Hierro	Fe	55,85	<i>n</i> -Pentano	C ₅ H ₁₂	72,15
Plomo	Pb	207,2	<i>n</i> -Octano	C ₈ H ₁₈	114,22
Mercurio	Hg	200,6	Alcohol metílico	CH ₃ OH	32,05
Potasio	K	39,096	Alcohol etílico	C ₂ H ₅ OH	46,07

Tabla A.3f. Capacidades térmicas específicas de gas ideal para gases seleccionados, Btu/lb_m · °F

1. Capacidades térmicas específicas a presión cero de seis gases comunes, donde $\gamma = c_p/c_v$										
Temp., °F	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	c_p	c_v	k	Temp., °F
	Aire			Dióxido de carbono (CO ₂)			Monóxido de carbono (CO)			
40	0,240	0,171	1,401	0,195	0,150	1,300	0,248	0,177	1,400	40
100	0,240	0,172	1,400	0,205	0,160	1,283	0,249	0,178	1,399	100
200	0,241	0,173	1,397	0,217	0,172	1,262	0,249	0,179	1,397	200
300	0,243	0,174	1,394	0,229	0,184	1,246	0,251	0,180	1,394	300
400	0,245	0,176	1,389	0,239	0,193	1,233	0,253	0,182	1,389	400
500	0,248	0,179	1,383	0,247	0,202	1,223	0,256	0,185	1,384	500
600	0,250	0,182	1,377	0,255	0,210	1,215	0,259	0,188	1,377	600
700	0,254	0,185	1,371	0,262	0,217	1,208	0,262	0,191	1,371	700
800	0,257	0,188	1,365	0,269	0,224	1,202	0,266	0,195	1,364	800
900	0,259	0,191	1,358	0,275	0,230	1,197	0,269	0,198	1,357	900
1.000	0,263	0,195	1,353	0,280	0,235	1,192	0,273	0,202	1,351	1.000
1.500	0,276	0,208	1,330	0,298	0,253	1,178	0,287	0,216	1,328	1.500
2.000	0,286	0,217	1,312	0,312	0,267	1,169	0,297	0,226	1,314	2.000
Hidrógeno (H ₂)			Nitrógeno (N ₂)			Oxígeno (O ₂)				
40	3,397	2,412	1,409	0,248	0,177	1,400	0,219	0,156	1,397	40
100	3,426	2,441	1,404	0,248	0,178	1,399	0,220	0,158	1,394	100
200	3,451	2,466	1,399	0,249	0,178	1,398	0,223	0,161	1,387	200
300	3,461	2,476	1,398	0,250	0,179	1,396	0,226	0,164	1,378	300
400	3,466	2,480	1,397	0,251	0,180	1,393	0,230	0,168	1,368	400
500	3,469	2,484	1,397	0,254	0,183	1,388	0,235	0,173	1,360	500
600	3,473	2,488	1,396	0,256	0,185	1,383	0,239	0,177	1,352	600
700	3,477	2,492	1,395	0,260	0,189	1,377	0,242	0,181	1,344	700
800	3,494	2,509	1,393	0,262	0,191	1,371	0,246	0,184	1,337	800
900	3,502	2,519	1,392	0,265	0,194	1,364	0,249	0,187	1,331	900
1.000	3,513	2,528	1,390	0,269	0,198	1,359	0,252	0,190	1,326	1.000
1.500	3,618	2,633	1,374	0,283	0,212	1,334	0,263	0,201	1,309	1.500
2.000	3,758	2,773	1,355	0,293	0,222	1,319	0,270	0,208	1,298	2.000

FUENTE: Valores adaptados de *Tables of Thermal Properties of Gases*, NBS Circular 564, 1955.

Tabla A.3f. (Continuación)

2. Valores de la capacidad térmica específica para gases monoatómicos					
En un amplio intervalo de temperaturas a baja presión, las capacidades térmicas específicas c_p y c_v de todos los gases monoatómicos son prácticamente independientes de la temperatura y la presión. Además, todos los gases monoatómicos, en base molar, tienen el mismo valor de c_v o de c_p en un sistema de unidades dado. Un conjunto de valores es					
$c_v = 2,98$ Btu/(lbmol · °F) y $c_p = 4,97$ Btu/(lbmol · °F)					
FUENTE: Valores adaptados de <i>Tables of Thermal Properties of Gases</i> , NBS Circular 564, 1955.					
3. Ecuaciones para la capacidad térmica específica a presión constante de varios gases a presión cero (unidades USCS)					
$\frac{\bar{c}_p}{R_u} = a + bT + cT^2 + dT^3 + eT^4$					
donde T va expresada en grados Rankine, ecuación válida desde 540 hasta 1.800 °R					
Gas	a	$b \times 10^3$	$c \times 10^6$	$d \times 10^9$	$e \times 10^{12}$
CO	3,710	−0,899	1,140	−0,348	0,0229
CO ₂	2,401	4,853	−2,039	0,343	
H ₂	3,057	1,487	−1,793	0,947	−0,1726
H ₂ O	4,070	−0,616	1,281	−0,508	0,0769
O ₂	3,626	−1,043	2,178	−1,160	0,2054
N ₂	3,675	−0,671	0,717	−0,108	−0,0215
Aire (seco)	3,653	−0,741	1,016	−0,328	0,0262
NH ₃	3,591	0,274	2,576	−1,437	0,2601
NO	4,046	−1,899	2,464	−1,048	0,1517
NO ₂	3,459	1,147	2,064	−1,639	0,3448
SO ₂	3,267	2,958	0,211	−0,906	0,2438
SO ₃	2,578	8,087	−2,832	−0,136	0,1878
CH ₄	3,826	−2,211	7,580	−3,898	0,6633
C ₂ H ₂	1,410	10,587	−7,562	2,811	−0,3939
C ₂ H ₄	1,426	6,324	2,466	−2,787	0,6429

FUENTE: Adaptado de los datos de NASA SP-273, Government Printing Office, Washington, 1971

Tabla A.7I. (Continuación)

T, °R	h	ū	s°	T, °R	h	u	s°
1.900	14.322	10.549	58.607	3.500	28.273	21.323	63.914
1.940	14.658	10.806	58.782	3.540	28.633	21.603	64.016
1.980	14.995	11.063	58.954	3.580	28.994	21.884	64.114
2.020	15.333	11.321	59.123	3.620	29.354	22.165	64.217
2.060	15.672	11.581	59.289	3.660	29.716	22.447	64.316
2.100	16.011	11.841	59.451	3.700	30.078	22.730	64.415
2.140	16.351	12.101	59.612	3.740	30.440	23.013	64.512
2.180	16.692	12.363	59.770	3.780	30.803	23.296	64.609
2.220	17.036	12.625	59.926	3.820	31.166	23.580	64.704
2.260	17.376	12.888	60.077	3.860	31.529	23.864	64.800
2.300	17.719	13.151	60.228	3.900	31.894	24.149	64.893
2.340	18.062	13.416	60.376	3.940	32.258	24.434	64.986
2.380	18.407	13.680	60.522	3.980	32.623	24.720	65.078
2.420	18.572	13.946	60.666	4.020	32.989	25.006	65.169
2.460	19.097	14.212	60.808	4.060	33.355	25.292	65.260
2.500	19.443	14.479	60.946	4.100	33.722	25.580	65.350
2.540	19.790	14.746	61.084	4.140	34.089	25.867	64.439
2.580	20.138	15.014	61.220	4.180	34.456	26.155	65.527
2.620	20.485	15.282	61.354	4.220	34.824	26.444	65.615
2.660	20.834	15.551	61.486	4.260	35.192	26.733	65.702
2.700	21.183	15.821	61.616	4.300	35.561	27.022	65.788
2.740	21.533	16.091	61.744	4.340	35.930	27.312	65.873
2.780	21.883	16.362	61.871	4.380	36.300	27.602	65.958
2.820	22.232	16.633	61.996	4.420	36.670	27.823	66.042
2.860	22.584	16.905	62.120	4.460	37.041	28.184	66.125
2.900	22.936	17.177	62.242	4.500	37.412	28.475	66.208
2.940	23.288	17.450	62.363	4.540	37.783	28.768	66.290
2.980	23.641	17.723	62.483	4.580	38.155	29.060	66.372
3.020	23.994	17.997	62.599	4.620	38.528	29.353	66.453
3.060	24.348	18.271	62.716	4.660	38.900	29.646	66.533
3.100	24.703	18.546	62.831	4.700	39.274	29.940	66.613
3.140	25.057	18.822	62.945	4.740	39.647	30.234	66.691
3.180	25.413	19.098	63.057	4.780	40.021	30.529	66.770
3.220	25.769	19.374	63.169	4.820	40.396	30.824	66.848
3.260	26.175	19.651	63.279	4.860	40.771	31.120	66.925
3.300	26.412	19.928	63.386	4.900	41.146	31.415	67.003
3.340	26.839	20.206	63.494	5.000	42.086	32.157	67.193
3.380	27.197	20.485	63.601	5.100	43.021	32.901	67.380
3.420	27.555	20.763	63.706	5.200	43.974	33.648	67.562
3.460	27.914	21.043	63.811	5.300	44.922	34.397	67.743

1 UENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.8I. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del monóxido de carbono (CO)

($\Delta h_f^\circ = -47.540$ Btu/lbmol) (h y u , Btu/lbmol; s° , Btu/(lbmol · °R); el estado estándar es 1 atm)

T, °R	h	u	s°	T, °R	h	ū	s°
300	2.081,9	1.486,1	43,223	1.080	7.571,1	5.426,4	52,203
320	2.220,9	1.585,4	43,672	1.100	7.716,8	5.532,3	52,237
340	2.359,9	1.684,7	44,093	1.120	7.862,9	5.638,7	52,468
360	2.498,8	1.783,9	44,490	1.140	8.009,2	5.745,4	52,598
380	2.637,9	1.883,3	44,866	1.160	8.156,1	5.851,5	52,726
400	2.776,9	1.982,6	45,223	1.180	8.303,3	5.960,0	52,852
420	2.916,0	2.081,9	45.563	1.200	8.450,8	6.067,8	52,976
440	3.055,0	2.181,2	45.886	1.220	8.598,8	6.176,0	53,098
460	3.194,0	2.280,5	46.194	1.240	8.747,2	6.284,7	53,218
480	3.333,0	2.379,8	46.491	1.260	8.896,0	6.393,8	53,337
500	3.472,1	2.479,2	46.775	1.280	9.045,0	6.503,1	53,455
520	3.611,2	2.578,6	47.048	1.300	9.194,6	6.613,0	53,571
537	3.725,1	2.663,1	47.272	1.320	9.344,6	6.723,2	53.685
540	3.750,3	2.677,9	47.310	1.340	9.494,8	6.833,7	53.799
560	3.889,5	2.777,4	47.563	1.360	9.645,5	6.944,7	53,910
580	4.028,7	2.876,9	47.807	1.380	9.796,6	7.056,1	54.021
600	4.168,0	2.976,5	48.044	1.400	9.948,1	7.167,9	54,129
620	4.307,4	3.076,2	48.272	1.420	10.100,0	7.280,1	54.237
640	4.446,9	3.175,9	48.494	1.440	10.252,2	7.392,6	54.344
660	4.586,6	3.275,8	48.709	1.460	10.404,8	7.504,4	54,448
680	4.726,2	3.375,8	48.917	1.480	10.557,8	7.618,7	54,522
700	4.866,0	3.475,9	49.120	1.500	10.711,1	7.732,3	54.665
720	5.006,1	3.576,3	49.317	1.520	10.864,9	7.846,4	54.757
740	5.146,4	3.676,9	49.509	1.540	11.019,0	7.960,8	54.858
760	5.286,8	3.777,5	49.697	1.560	11.173,4	8.075,4	54.958
780	5.427,4	3.878,4	49.880	1.580	11.328,2	8.190,5	55.056
800	5.568,2	3.979,5	50.058	1.600	11.483,4	8.306,0	55.154
820	5.709,4	4.081,0	50.232	1.620	11.638,9	8.421,8	55.251
840	5.850,7	4.182,6	50.402	1.640	11.794,7	8.537,9	55.347
860	5.992,3	4.284,5	50.569	1.660	11.950,9	8.654,4	55.411
880	6.134,2	4.386,6	50.732	1.680	12.107,5	8.771,2	55.535
900	6.276,4	4.489,1	50.892	1.700	12.264,3	8.888,3	55.628
920	6.419,0	4.592,0	51.048	1.720	12.421,4	9.005,7	55.720
940	6.561,7	4.695,0	51,202	1.740	12.579,0	9.123,6	55.811
960	6.704,9	4.798,5	51.353	1.760	12.736,7	9.241,6	55.900
980	6.848,4	4.902,3	51.501	1.780	12.894,9	9.360,0	55.990
1.000	6.992,2	5.006,3	51.646	1.800	13.053,2	9.478,6	56.078
1.020	7.136,4	5.110,8	51.788	1.820	13.212,0	9.597,7	56.166
1.040	7.281,0	5.215,7	51,929	1.840	13.371,0	9.717,0	56.253
1.060	7.425,9	5.320,9	52.067	1.860	13.530,2	9.836,5	56.339

Tabla A.6I. (Continuación)

<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.900	13.742	9.968	54,896	3.500	27.016	20.065	59,944
1.940	14.058	10.205	55,061	3.540	27.359	20.329	60,041
1.980	14.375	10.443	55,223	3.580	27.703	20.593	60,183
2.020	14.694	10.682	55,383	3.620	28.046	20.858	60,234
2.060	15.013	10.923	55,540	3.660	28.391	21.122	60,328
2.100	15.334	11.164	55,694	3.700	28.735	21.387	60,422
2.140	15.656	11.406	55,846	3.740	29.080	21.653	60,515
2.180	15.978	11.649	55,995	3.780	29.425	21.919	60,607
2.220	16.302	11.893	56,141	3.820	29.771	22.185	60,698
2.260	16.626	12.138	56,286	3.860	30.117	22.451	60,788
2.300	16.951	12.384	56,429	3.900	30.463	22.718	60,966
2.340	17.277	12.630	56,570	3.940	30.809	22.985	60,877
2.380	17.604	12.878	56,708	3.980	31.156	23.252	61,053
2.420	17.932	13.126	56,845	4.020	31.503	23.520	61,139
2.460	18.260	13.375	56,980	4.060	31.850	23.788	61,225
2.500	18.590	13.625	57,122	4.100	32.198	24.056	61,310
2.540	18.919	13.875	57,243	4.140	32.546	24.324	61,395
2.580	19.250	14.127	57,372	4.180	32.894	24.593	61,479
2.620	19.582	14.379	57,499	4.220	33.242	24.862	61,562
2.660	19.914	14.631	57,625	4.260	33.591	25.131	61,644
2.700	20.246	14.885	57,750	4.300	33.940	25.401	61,726
2.740	20.580	15.139	57,872	4.340	34.289	25.670	61,806
2.780	20.914	15.393	57,993	4.380	34.638	25.940	61,887
2.820	21.248	15.648	58,113	4.420	34.988	26.210	61,966
2.860	21.584	15.905	58,231	4.460	35.338	26.481	62,045
2.900	21.920	16.161	58,348	4.500	35.688	26.751	62,123
2.940	22.256	16.417	58,463	4.540	36.038	27.022	62,201
2.980	22.593	16.675	58,576	4.580	36.389	27.293	62,278
3.020	22.930	16.933	58,688	4.620	36.739	27.565	62,354
3.060	23.268	17.192	58,800	4.660	37.090	27.836	62,429
3.100	23.607	17.451	58,910	4.700	37.441	28.108	62,504
3.140	23.946	17.710	59,019	4.740	37.792	28.379	62,578
3.180	24.285	17.970	59,126	4.780	38.144	28.651	62,652
3.220	24.625	18.231	59,232	4.820	38.495	28.924	62,725
3.260	24.965	18.491	59,338	4.860	38.847	29.196	62,798
3.300	25.306	18.753	59,442	4.900	39.199	29.468	62,870
3.340	25.647	19.014	59,544	5.000	40.080	30.151	63,049
3.380	25.989	19.277	59,646	5.100	40.962	30.834	63,223
3.420	26.331	19.539	59,747	5.200	41.844	31.518	63,395
3.460	26.673	19.802	59,846	5.300	42.728	32.203	63,563

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.7I. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del oxígeno diatómico (O₂)

(Δ <i>h_f</i> ^o = 0 Btu/lbmol; <i>h</i> y <i>u</i> , Btu/lbmol; <i>s</i> ^o , Btu/(lbmol · °R))							
<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
300	2.073,5	1.477,8	44,927	1.080	7.696,8	5.552,1	54,064
320	2.212,6	1.577,1	45,375	1.100	7.850,4	5.665,9	54,204
340	2.351,7	1.676,5	45,797	1.120	8.004,5	5.780,3	54,343
360	2.490,8	1.775,9	46,195	1.140	8.159,1	5.895,2	54,480
380	2.630,0	1.875,3	46,571	1.160	8.314,2	6.010,6	54,614
400	2.769,1	1.974,8	46,927	1.180	8.469,8	6.126,5	54,748
420	2.908,3	2.074,3	47,267	1.200	8.625,8	6.242,8	54,879
440	3.047,5	2.173,8	47,591	1.220	8.782,4	6.359,6	55,008
460	3.186,9	2.273,4	47,900	1.240	8.939,4	6.476,9	55,136
480	3.326,5	2.373,3	48,198	1.260	9.096,7	6.594,5	55,262
500	3.466,2	2.473,2	48,483	1.280	9.254,6	6.712,7	55,386
520	3.606,1	2.573,4	48,757	1.300	9.412,9	6.831,3	55,508
537	3.725,1	2.658,7	48,982	1.320	9.571,6	6.950,2	55,630
540	3.746,2	2.673,8	49,021	1.340	9.730,7	7.069,6	55,750
560	3.886,6	2.774,5	49,276	1.360	9.890,2	7.189,4	55,867
580	4.027,3	2.875,5	49,522	1.380	10.050,1	7.309,6	55,984
600	4.168,3	2.976,8	49,762	1.400	10.210,4	7.430,1	56,099
620	4.309,7	3.078,4	49,993	1.420	10.371,0	7.551,1	56,213
640	4.451,4	3.180,4	50,218	1.440	10.532,0	7.672,4	56,326
660	4.593,5	3.282,9	50,437	1.460	10.693,3	7.793,9	56,437
680	4.736,2	3.385,8	50,650	1.480	10.855,1	7.916,0	56,547
700	4.879,3	3.489,2	50,858	1.500	11.017,1	8.038,3	56,656
720	5.022,9	3.593,1	51,059	1.520	11.179,6	8.161,1	56,763
740	5.167,0	3.697,4	51,257	1.540	11.342,4	8.284,2	56,869
760	5.311,4	3.802,2	51,450	1.560	11.505,4	8.407,4	56,975
780	5.456,4	3.907,5	51,638	1.580	11.668,8	8.531,1	57,079
800	5.602,0	4.013,3	51,821	1.600	11.832,5	8.655,1	57,182
820	5.748,1	4.119,7	52,002	1.620	11.996,6	8.779,5	57,284
840	5.894,8	4.226,6	52,179	1.640	12.160,9	8.904,1	57,385
860	6.041,9	4.334,1	52,352	1.660	12.325,5	9.029,0	57,484
880	6.189,6	4.442,0	52,522	1.680	12.490,4	9.154,1	57,582
900	6.337,9	4.550,6	52,688	1.700	12.655,6	9.279,6	57,680
920	6.486,7	4.659,7	52,852	1.720	12.821,1	9.405,4	57,777
940	6.636,1	4.769,4	53,012	1.740	12.989,9	9.531,5	57,873
960	6.786,0	4.879,5	53,170	1.760	13.153,0	9.657,9	57,968
980	6.936,4	4.990,3	53,326	1.780	13.319,2	9.784,4	58,062
1.000	7.087,5	5.101,6	53,477	1.800	13.485,8	9.911,2	58,155
1.020	7.238,9	5.213,3	53,628	1.820	13.652,5	10.038,2	58,247
1.040	7.391,0	5.325,7	53,775	1.840	13.819,6	10.165,6	58,339
1.060	7.543,6	5.438,6	53,921	1.860	13.986,8	10.293,1	58,428

Tabla A.5I. (Continuación)

$T, ^\circ\text{R}$	$h, \text{Btu/lb}_m$	P_r	$u, \text{Btu/lb}_m$	v_r	$s^\circ, \text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$	$T, ^\circ\text{R}$	$h, \text{Btu/lb}_m$	P_r	$u, \text{Btu/lb}_m$	v_r	$s^\circ, \text{Btu/lb}_m \cdot ^\circ\text{R}$
1.800	449,71	114,0	326,32	5,847	0,90308	3.300	879,02	1,418	652,81	0,8621	1,07585
1.850	463,37	127,2	336,55	5,388	0,91056	3.350	893,83	1,513	664,20	0,8202	1,08031
1.900	477,09	141,5	346,85	4,974	0,91788	3.400	908,66	1,613	675,60	0,7807	1,08470
1.950	490,88	157,1	357,20	4,598	0,92504	3.450	923,52	1,719	687,04	0,7436	1,08904
2.000	504,71	174,0	367,61	4,258	0,93205	3.500	938,40	1,829	698,48	0,7087	1,09332
2.050	518,61	192,3	378,08	3,949	0,93891	3.550	953,30	1,946	709,95	0,6759	1,09755
2.100	532,55	212,1	388,60	3,667	0,94564	3.600	968,21	2,068	721,44	0,6449	1,10172
2.150	546,54	233,5	399,17	3,410	0,95222	3.650	983,15	2,196	732,95	0,6157	1,10584
2.200	560,59	256,6	409,78	3,176	0,95919	3.700	998,11	2,330	744,48	0,5882	1,10991
2.250	574,69	281,4	420,46	2,961	0,96501	3.750	1,013,1	2,471	756,04	0,5621	1,11393
2.300	588,82	308,1	431,16	2,765	0,97123	3.800	1,028,1	2,618	767,60	0,5376	1,11791
2.350	603,00	336,8	441,91	2,585	0,97732	3.850	1,043,1	2,773	779,19	0,5143	1,12183
2.400	617,22	367,6	452,70	2,419	0,98331	3.900	1,058,1	2,934	790,80	0,4923	1,12571
2.450	631,48	400,5	463,54	2,266	0,98919	3.950	1,073,2	3,103	802,43	0,4715	1,12955
2.500	645,78	435,7	474,40	2,125	0,99497	4.000	1,088,3	3,280	814,06	0,4518	1,13334
2.550	660,12	473,3	485,31	1,996	1,00064	4.050	1,103,4	3,464	825,72	0,4331	1,13709
2.600	674,49	513,5	496,26	1,876	1,00623	4.100	1,118,5	3,656	837,40	0,4154	1,14079
2.650	688,90	556,3	507,25	1,765	1,01172	4.150	1,133,6	3,858	849,09	0,3985	1,14446
2.700	703,35	601,9	518,26	1,662	1,01712	4.200	1,148,7	4,067	860,81	0,3826	1,14809
2.750	717,83	650,4	529,31	1,566	1,02244	4.300	1,179,0	4,513	884,28	0,3529	1,15522
2.800	732,33	702,0	540,40	1,478	1,02767	4.400	1,209,4	4,997	907,81	0,3262	1,16221
2.850	746,88	756,7	551,52	1,395	1,03282	4.500	1,239,9	5,521	931,39	0,3019	1,16905
2.900	761,45	814,8	562,66	1,318	1,03788	4.600	1,270,4	6,089	955,04	0,2799	1,17575
2.950	776,05	876,4	573,84	1,247	1,04288	4.700	1,300,9	6,701	978,73	0,2598	1,18232
3.000	790,68	941,4	585,04	1,180	1,04779	4.800	1,331,5	7,362	1,002,5	0,2415	1,18876
3.050	805,34	1.011	596,28	1,118	1,05264	4.900	1,362,2	8,073	1,026,3	0,2248	1,19508
3.100	820,03	1.083	607,53	1,060	1,05741	5.000	1,392,9	8,837	1,050,1	0,2096	1,20129
3.150	834,75	1.161	618,82	1,006	1,06212	5.100	1,423,6	9,658	1,074,0	0,1956	1,20738
3.200	849,48	1.242	630,12	0,955	1,06676	5.200	1,454,4	10,539	1,098,0	0,1828	1,21336
3.250	864,24	1.328	641,46	0,907	1,07134	5.300	1,485,3	11,481	1,122,0	0,1710	1,21923

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.6I. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del nitrógeno diatómico (N_2)

$(\Delta h_f^\circ = 0 \text{ Btu/lbmol}) (h \text{ y } u, \text{Btu/lbmol}; s^\circ, \text{Btu/(lbmol} \cdot ^\circ\text{R)}; \text{el estado estándar es } 1 \text{ atm})$							
$T, ^\circ\text{R}$	h	u	s°	$T, ^\circ\text{R}$	h	u	s°
300	2.082,0	1.486,2	41,695	1.080	7.551,0	5.406,2	50,651
320	2.221,0	1.585,5	42,143	1.100	7.695,0	5.510,5	50,783
340	2.360,0	1.684,4	42,564	1.120	7.839,3	5.615,2	50,912
360	2.498,9	1.784,0	42,962	1.140	7.984,0	5.720,1	51,040
380	2.638,0	1.883,4	43,337	1.160	8.129,0	5.825,4	51,167
400	2.777,0	1.982,6	43,694	1.180	8.274,4	5.931,0	51,291
420	2.916,1	2.082,0	44,034	1.200	8.420,0	6.037,0	51,413
440	3.055,1	2.181,3	44,357	1.220	8.566,1	6.143,4	51,534
460	3.194,1	2.280,6	44,665	1.240	8.712,6	6.250,1	51,653
480	3.333,1	2.379,9	44,962	1.260	8.859,3	6.357,2	51,771
500	3.472,2	2.479,3	45,246	1.280	9.006,4	6.464,5	51,887
520	3.611,3	2.578,6	45,519	1.300	9.153,9	6.572,3	51,001
537	3.729,5	2.663,1	45,743	1.320	9.301,8	6.680,4	52,114
540	3.750,3	2.678,0	45,781	1.340	9.450,0	6.788,9	52,225
560	3.889,5	2.777,4	46,034	1.360	9.598,6	6.897,8	52,335
580	4.028,7	2.876,9	46,278	1.380	9.747,5	7.007,0	52,444
600	4.167,9	2.976,4	46,514	1.400	9.896,9	7.116,7	52,551
620	4.307,1	3.075,9	46,742	1.420	10.046,6	7.226,7	52,658
640	4.446,4	3.175,5	46,964	1.440	10.196,6	7.337,0	52,763
660	4.585,8	3.275,2	47,178	1.460	10.347,0	7.447,6	52,867
680	4.725,3	3.374,9	47,386	1.480	10.497,9	7.558,7	52,969
700	4.864,9	3.474,8	47,588	1.500	10.648,0	7.670,1	53,071
720	5.004,5	3.574,7	47,785	1.520	10.800,4	7.781,9	53,171
740	5.144,3	3.674,7	47,977	1.540	10.952,2	7.893,9	53,271
760	5.284,1	3.774,9	48,164	1.560	11.104,3	8.006,4	53,369
780	5.424,2	3.875,2	48,345	1.580	11.256,9	8.119,2	53,465
800	5.564,4	3.975,7	48,522	1.600	11.409,7	8.232,3	53,561
820	5.704,7	4.076,3	48,696	1.620	11.562,9	8.345,7	53,656
840	5.845,3	4.177,1	48,865	1.640	11.716,4	8.459,6	53,751
860	5.985,9	4.278,1	49,031	1.660	11.870,2	8.573,6	53,844
880	6.126,9	4.379,4	49,193	1.680	12.024,3	8.688,1	53,936
900	6.268,1	4.480,8	49,352	1.700	12.178,9	8.802,9	54,028
920	6.409,6	4.582,6	49,507	1.720	12.333,7	8.918,0	54,118
940	6.551,2	4.684,5	49,659	1.740	12.488,8	9.033,4	54,208
960	6.693,1	4.786,7	49,808	1.760	12.644,3	9.149,2	54,297
980	6.835,4	4.889,3	49,955	1.780	12.800,2	9.265,3	54,385
1.000	6.977,9	4.992,0	50,099	1.800	12.956,3	9.381,7	54,472
1.020	7.120,7	5.095,1	50,241	1.820	13.112,7	9.498,4	54,559
1.040	7.263,9	5.198,5	50,380	1.840	13.269,5	9.615,5	54,645
1.060	7.407,2	5.302,2	50,516	1.860	13.426,5	9.732,8	54,729

Tabla A.4I. Capacidades térmicas específicas de algunos líquidos y sólidos comunes

(c _p , Btu/(lb _m · °F))					
A. Líquidos					
Sustancia	Estado	c _p	Sustancia	Estado	c _p
Agua	*1 atm, 32 °F	1,007	Glicerina	1 atm, 50 °F	0,554
	1 atm, 77 °F	0,998		1 atm, 120 °F	0,617
	1 atm, 212 °F	1,007		1 atm, 800 °F	0,0345
Amoníaco	sat., 0 °F	1,08	Bismuto	1 atm, 1.400 °F	0,0393
	sat., 120 °F	1,22		1 atm, 50 °F	0,033
Refrigerante 134a	sat., 0 °F	0,296	Mercurio	1 atm, 600 °F	0,032
	sat., 80 °F	0,345		1 atm, 200 °F	0,33
	sat., 120 °F	0,376		1 atm, 1.000 °F	0,30
Benceno	1 atm, 60 °F	0,43	Propano	1 atm, 32 °F	0,576
	1 atm, 150 °F	0,46			
B. Sólidos					
Sustancia	T, °F	c _p	Sustancia	T, °F	c _p
Hielo	−100	0.375	Plomo	−445	0,0008
	−50	0,424		−435	0,0073
	0	0,471		−150	0,0283
	20	0,491		32	0,0297
	32	0,502		210	0,0320
Aluminio	−150	0,167	Cobre	570	0,0356
	−100	0,192		−240	0,0674
	0	0,207		−150	0,0784
	32	0,212		−60	0,0862
	100	0,218		0	0,0893
	200	0,224		100	0,0925
	300	0,229		200	0,0938
	400	0,235		300	0,0951
Hierro	500	0,240	Plata	390	0,0963
	68	0,107		68	0,0558

Tabla A.5I. Propiedades de gas ideal del aire

T, °R	h, Btu/lb _m	p _r	u, Btu/lb _m	v _r	s°, Btu/lb _m · °R	T, °R	h, Btu/lb _m	p _r	u, Btu/lb _m	v _r	s°, Btu/lb _m · °R
360	85,97	0,3363	61,29	396,6	0,50369	860	206,46	7,149	147,50	44,57	0,71323
380	90,75	0,4061	64,70	346,6	0,51663	880	211,35	7,761	151,02	42,01	0,71886
400	95,53	0,4858	68,11	305,0	0,52890	900	216,26	8,411	154,57	39,64	0,72438
420	100,32	0,5760	71,52	270,1	0,54058	920	221,18	9,102	158,12	37,44	0,72979
440	105,11	0,6776	74,93	240,6	0,55172	940	226,11	9,834	161,68	35,41	0,73509
460	109,90	0,7913	78,36	215,33	0,56235	960	231,06	10,61	165,26	33,52	0,74030
480	114,69	0,9182	81,77	193,65	0,57255	980	236,02	11,43	168,83	31,76	0,74540
500	119,48	1,0590	85,20	174,90	0,58233	1.000	240,98	12,30	172,43	30,12	0,75042
520	124,27	1,2147	88,62	158,58	0,59173	1.040	250,95	14,18	179,66	27,17	0,76019
537	128,10	1,3593	91,53	146,34	0,59945	1.080	260,97	16,28	186,93	24,58	0,76964
540	129,06	1,3860	92,04	144,32	0,60078	1.120	271,03	18,60	194,25	22,30	0,77880
560	133,86	1,5742	95,47	131,75	0,60950	1.160	281,14	21,18	201,63	20,29	0,78767
580	138,66	1,7800	98,90	120,70	0,61793	1.200	291,30	24,01	209,05	18,51	0,79628
600	143,47	2,005	102,34	110,88	0,62607	1.240	301,52	27,13	216,53	16,93	0,80466
620	148,28	2,249	105,78	102,12	0,63395	1.280	311,79	30,55	224,05	15,52	0,81280
640	153,09	2,514	109,21	94,30	0,64159	1.320	322,11	34,31	231,63	14,25	0,82075
660	157,92	2,801	112,67	87,27	0,64902	1.360	332,48	38,41	239,25	13,12	0,82848
680	162,73	3,111	116,12	80,96	0,65621	1.400	342,90	42,88	246,93	12,10	0,83604
700	167,56	3,446	119,58	75,25	0,66321	1.440	353,37	47,75	254,66	11,17	0,84341
720	172,39	3,806	123,04	70,07	0,67002	1.480	363,89	53,04	262,44	10,34	0,85062
740	177,23	4,193	126,51	65,38	0,67665	1.520	374,47	58,78	270,26	9,578	0,85767
760	182,08	4,607	129,99	61,10	0,68312	1.560	385,08	65,00	278,13	8,890	0,86456
780	186,94	5,051	133,47	57,20	0,68942	1.600	395,74	71,73	286,06	8,263	0,87130
800	191,81	5,526	136,97	53,63	0,69558	1.650	409,13	80,89	296,03	7,556	0,87954
820	196,69	6,033	140,47	50,35	0,70160	1.700	422,59	90,95	306,06	6,924	0,88758
840	201,56	6,573	143,98	47,34	0,70747	1.750	436,12	101,98	316,16	6,357	0,89542

Tabla A.8I. (Continuación)

<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
1.900	13.850	10.077	56,509	3.500	27.262	20.311	61,612
1.940	14.170	10.318	56,677	3.540	27.608	20.576	61,710
1.980	14.492	10.560	56,841	3.580	27.954	20.844	61,807
2.020	14.815	10.803	57,007	3.620	28.300	21.111	61,903
2.060	15.139	11.048	57,161	3.660	28.647	21.378	61,998
2.100	15.463	11.293	57,317	3.700	28.994	21.646	62,093
2.140	15.789	11.539	57,470	3.740	29.341	21.914	62,186
2.180	16.116	11.787	57,621	3.780	29.688	22.182	62,279
2.220	16.443	12.035	57,770	3.820	30.036	22.450	62,370
2.260	16.722	12.284	57,917	3.860	30.384	22.719	62,461
2.300	17.101	12.534	58,062	3.900	30.733	22.988	62,511
2.340	17.431	12.784	58.204	3.940	31.082	23.257	62,640
2.380	17.762	13.035	58,344	3.980	31.431	23.527	62,728
2.420	18.093	13.287	58,482	4.020	31.780	23.797	62,816
2.460	18.426	13.541	58,619	4.060	32.129	24.067	62,902
2.500	18.759	13.794	58,754	4.100	32.479	24.337	62,988
2.540	19.093	14.048	58,885	4.140	32.829	24.608	63,072
2.580	19.427	14.303	59,016	4.180	33.179	24.878	63,156
2.620	19.762	14.559	59,145	4.220	33.530	25.149	63,240
2.660	20.098	14.815	59,272	4.260	33.880	25.421	63,323
2.700	20.434	15.072	59.398	4.300	34.231	25.692	63,405
2.740	20.771	15.330	59,521	4.340	34.582	25.934	63,486
2.780	21.108	15.588	59,644	4.380	34.934	26.235	63,567
2.820	21.446	15.846	59,765	4.420	35.285	26.508	53,647
2.860	21.785	16.105	59,884	4.460	35.637	26.780	63,726
2.900	22.124	16.365	60,002	4.500	35.989	27.052	63,805
2.940	22.463	16.225	60,118	4.540	36.341	27.325	63,883
2.980	22.803	16.885	60,232	4.580	36.693	27.598	63,960
3.020	23.144	17.146	60,346	4.620	37.046	27.871	64,036
3.060	23.485	17.408	60,458	4.660	37.398	28.144	64,113
3.100	23.826	17.670	60,569	4.700	37.751	28.417	64,188
3.140	24.168	17.932	60,679	4.740	38.104	28.691	64,263
3.180	24.510	18.195	60,787	4.780	38.457	28.965	64,337
3.220	24.853	18.458	60,894	4.820	38.811	29.239	64,411
3.260	25.196	18.722	61,000	4.860	39.164	29.513	64,484
3.300	25.539	18.986	61.105	4.900	39.518	29.787	64,556
3.340	25.883	19.250	61,209	5.000	40.403	30.473	64,735
3.380	26.227	19.515	61,311	5.100	41.289	31.161	64,910
3.420	26.572	19.780	61,412	5.200	42.176	31.849	65,082
3.460	26.917	20.045	61,513	5.300	43.063	32.538	65,252

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables». Wiley, New York, 1945.

Tabla A.9I. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del dióxido de carbono (CO₂)

($\Delta h_f^\circ = -169.290$ Btu/lbmol) (*h* y *u*, Btu/lbmol; *s*^o, Btu/(lbmol · °R); el estado estándar es 1 atm)

<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o	<i>T</i> , °R	<i>h</i>	<i>u</i>	<i>s</i> ^o
300	2.108,2	1.512,4	46,353	1.080	9.575.8	7.431,1	58,072
320	2.256,6	1.621,1	46,832	1.100	9.802.6	7.618,1	58,281
340	2.407,3	1.732,1	47,289	1.120	10.030,6	7.806,4	58,485
360	2.560,5	1.845,6	47,728	1.140	10.260,1	7.996,2	58,689
380	2.716,4	1.961,8	48.148	1.160	10.490,6	8.187,0	58,889
400	2.874,7	2.080,4	48,555	1.180	10.722,3	8.379,0	59,088
420	3.035,7	2.201,7	48,947	1.200	10.955,3	8.572,3	59,283
440	3.199,4	2.325,6	49,329	1.220	11.189,4	8.766,6	59,477
460	3.365,7	2.452.2	49,698	1.240	11.424,6	6.962,1	59,668
480	3.534,7	2.581,5	50.058	1.260	11.661,0	8.158.8	59,858
500	3.706.2	2.713.3	50.408	1.280	11.898.4	9.356,5	60,044
520	3.880.3	2.847,7	50.750	1.300	12.136,9	9.555.3	60,229
537	4.027,5	2.963,8	51,032	1.320	12.376,4	9.755,0	60,412
540	4.056,8	2.984.4	51.082	1.340	12.617,0	9.955,9	60,593
560	4.235,8	3.123,7	51,408	1.360	12.858,5	9.157,7	60,772
580	4.417,2	3.265,4	51.726	1.380	13.101,0	10.360,5	60,949
600	4.600,9	3.409,4	52.038	1.400	13.344,7	10.564,5	61,124
620	4.786,6	3.555,6	52,343	1.420	13.589,1	10.769,2	61,298
640	4.974,9	3.704,0	52.641	1.440	13.834,5	10.974,8	61,469
660	5.165,2	3.854,6	52,934	1.460	14.080,8	11.181,4	61,639
680	5.357,6	4.007,2	53,225	1.480	14.328,0	11.388,9	61,800
700	5.552,0	4.161,9	53,503	1.500	14.576,0	11.597,2	61,974
720	5.748,4	4.318,6	53,780	1.520	14.824,9	11.806,4	62,138
740	5.946,8	4.477,3	54,051	1.540	15.074,7	12.016,5	62,302
760	6.147,0	4.637,9	54,319	1.560	15.325,3	12.227,3	62,464
780	6.349,1	4.800,1	54,582	1.580	15.576,7	12.439,0	62,624
800	6.552,9	4.964,2	54,839	1.600	15.829,0	12.651,6	62,783
820	6.758,3	5.129,9	55,093	1.620	16.081,9	12.864,8	62,939
840	6.965,7	5.297,6	55,343	1.640	16.335,7	12.078,9	63,095
860	7.174,7	5.466,9	55,589	1.660	16.590,2	13.293,7	63,250
880	7.385,3	5.637,7	55,831	1.680	16.845,5	13.509,2	63,403
900	7.597,6	5.810,3	56,070	1.700	17.101,4	13.725,4	63,555
920	7.811,4	5.984,4	56,305	1.720	17.358,1	13.942,4	63,704
940	8.026,8	6.160,1	56,536	1.740	17.615,5	14.160,1	63,853
960	8.243,8	6.337,4	56,765	1.760	17.873,5	14.378,4	64,001
980	8.462,2	6.516,1	56,990	1.780	18.132,2	14.597,4	64,147
1.000	8.682,1	6.696,2	57,212	1.800	18.391,5	14.816,9	64,292
1.020	8.903,4	6.877,8	57,432	1.820	18.651.5	15.037,2	64,435
1.040	9.126,2	7.060,9	57,647	1.840	18.912,2	15.258,2	64,578
1.060	9.350,3	7.245,3	57,861	1.860	19.173,4	15.479,7	64,719

Tabla A.9I. (Continuación)

$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	s°	$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	u	s°
1.900	19.698	15.925	64.999	3.500	41.965	35.015	73.462
1.940	20.224	16.372	65.272	3.540	42.543	35.513	73.627
1.980	20.753	16.821	65.543	3.580	43.121	36.012	73.789
2.020	21.284	17.273	65.809	3.620	43.701	36.512	73.951
2.060	21.818	17.727	66.069	3.660	44.280	37.012	74.110
2.100	22.353	18.182	66.327	3.700	44.861	37.513	74.267
2.140	22.890	18.640	66.581	3.740	45.442	38.014	74.423
2.180	23.429	19.101	66.830	3.780	46.023	38.517	74.578
2.220	23.970	19.561	67.076	3.820	46.605	39.019	74.732
2.260	24.512	20.024	67.319	3.860	47.188	39.522	74.884
2.300	25.056	20.489	67.557	3.900	47.771	40.026	75.033
2.340	25.602	20.955	67.792	3.940	48.355	40.531	75.182
2.380	26.150	21.423	68.025	3.980	48.939	41.035	75.330
2.420	26.699	21.893	68.253	4.020	49.524	41.541	75.477
2.460	27.249	22.364	68.479	4.060	50.109	42.047	75.622
2.500	27.801	22.837	68.702	4.100	50.695	42.553	75.765
2.540	28.355	23.310	68.921	4.140	51.282	43.060	75.907
2.580	28.910	23.786	69.138	4.180	51.868	43.568	76.048
2.620	29.465	24.262	69.352	4.220	52.456	44.075	76.188
2.660	30.023	24.740	69.563	4.260	53.044	44.584	76.327
2.700	30.581	25.220	69.771	4.300	53.632	45.093	76.464
2.740	31.141	25.701	69.977	4.340	54.221	45.602	76.601
2.780	31.702	26.181	70.181	4.380	54.810	46.112	76.736
2.820	32.264	26.664	70.382	4.420	55.400	46.622	76.870
2.860	32.827	27.148	70.580	4.460	55.990	47.133	77.003
2.900	33.392	27.633	70.776	4.500	56.581	47.645	77.135
2.940	33.957	28.118	70.970	4.540	57.172	48.156	77.266
2.980	34.523	28.605	71.160	4.580	57.764	48.668	77.395
3.020	35.090	29.093	71.350	4.620	58.356	49.181	77.581
3.060	35.659	29.582	71.537	4.660	58.948	49.694	77.652
3.100	36.228	30.072	71.722	4.700	59.541	50.208	77.779
3.140	36.798	30.562	71.904	4.740	60.134	50.721	77.905
3.180	37.369	31.054	72.085	4.780	60.728	51.236	78.029
3.220	37.941	31.546	72.264	4.820	61.322	51.750	78.153
3.260	38.513	32.039	72.441	4.860	61.916	52.265	78.276
3.300	39.087	32.533	72.616	4.900	62.511	52.781	78.398
3.340	39.661	33.028	72.788	5.000	64.000	54.071	78.698
3.380	40.236	33.524	72.960	5.100	65.491	55.363	78.994
3.420	40.812	34.020	73.129	5.200	66.984	56.658	79.284
3.460	41.388	34.517	73.297	5.300	68.471	57.954	79.569

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye, «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.10I. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del agua (H₂O)

($\Delta h_f^\circ = -104.040$ Btu/lbmol) (h y u , Btu/lbmol; s° , Btu/(lbmol · °R); el estado estándar es 1 atm)

$T, ^\circ\text{R}$	h	u	s°	$T, ^\circ\text{R}$	h	u	s°
300	2.367,6	1.771,8	40,439	1.080	8.768,2	6.623,5	50,854
320	2.526,8	1.891,3	40.952	1.100	8.942,0	6.757,5	51.013
340	2.686,0	2.010,8	41,435	1.120	9.116,4	6.892,2	51,171
360	2.845,1	2.130,2	41.889	1.140	9.291,4	7.027,5	51.325
380	3.004,4	2.249,8	42.320	1.160	9.467,1	7.163,5	51.478
400	3.163,8	2.369,4	42,728	1.180	9.643,4	7.300,1	51.630
420	3.323,2	2.489,1	43.117	1.200	9.820,4	7.437,4	51.777
440	3.482,7	2.608,9	43.487	1.220	9.998,0	7.575,2	51.925
460	3.642,3	2.728,8	43.841	1.240	10.176,1	7.713,6	55.070
480	3.802,0	2.848,8	44.182	1.260	10.354,9	7.852,7	52.212
500	3.962,0	2.969,1	44.508	1.280	10.534,4	7.992,5	52.354
520	4.122,0	3.089,4	44.821	1.300	10.714,5	8.132,9	52.494
537	4.258,0	3.191,9	45,079	1.320	10.895,3	8.274,0	52.631
540	4.282,4	3.210,0	45.124	1.340	11.076,6	8.415,5	52.768
560	4.442,8	3.330,7	45.415	1.360	11.258,7	8.557,9	52.903
580	4.603,7	3.451,9	45.696	1.380	11.441,4	8.700,9	53.037
600	4.764,7	3.573,2	45.970	1.400	11.624,8	8.844,6	53.168
620	4.926,1	3.694,9	46.235	1.420	11.808,8	8.988,9	53.299
640	5.087,8	3.816,8	46.492	1.440	11.993,4	9.133,8	53.428
660	5.250,0	3.939,3	46.741	1.460	12.178,8	9.279,4	53.556
680	5.412,5	4.062,1	46.984	1.480	12.364,89	9.425,7	53.682
700	5.575,4	4.185,3	47.219	1.500	12.551,4	9.572,7	53.808
720	5.738,8	4.309,0	47.450	1.520	12.738,8	9.720,3	53.932
740	5.902,6	4.433,1	47.673	1.540	12.926,8	9.868,6	54.055
760	6.066,9	4.557,6	47.893	1.560	13.115,6	10.017,6	54.177
780	6.231,7	4.682,7	48.106	1.580	13.305,0	10.167,3	54.298
800	6.396,9	4.808,2	48.316	1.600	13.494,4	10.317,6	54.418
820	6.562,6	4.934,2	48.520	1.620	13.685,7	10.468,6	54.535
840	6.728,9	5.060,8	48.721	1.640	13.877,0	10.620,2	54.653
860	6.895,6	5.187,8	48.916	1.660	14.069,2	10.772,7	54.770
880	7.062,9	5.315,3	49,109	1.680	14.261,9	10.925,6	54.886
900	7.230,9	5.443,6	49.298	1.700	14.455,4	11.079,4	54.999
920	7.399,4	5.572,4	49.483	1.720	14.649,5	11.233,8	55.113
940	7.568,4	5.701,7	49.665	1.740	14.844,3	11.388,9	55.226
960	7.738,0	5.831,6	49.843	1.760	15.039,8	11.544,7	55.339
980	7.908,2	5.962,0	50,019	1.780	15.236,1	11.701,2	55.449
1.000	8.078,9	6.093,0	50.191	1.800	15.433,0	11.858,4	55.559
1.020	8.250,4	6.224,8	50.360	1.820	15.630,6	12.016,3	55.668
1.040	8.422,4	6.357,1	50.528	1.840	15.828,7	12.174,7	55.777
1.060	8.595,0	6.490,0	50.693	1.860	16.027,6	12.333,9	55.884

Tabla A.101. (Continuación)

$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	\bar{s}°	$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	\bar{s}°
1.900	16.428	12.654	56,097	3.500	34.324	27.373	62,876
1.940	16.830	12.977	56,307	3.540	34.809	27.779	63,015
1.980	17.235	13.303	56,514	3.580	35.296	28.187	63,153
2.020	17.643	13.632	56,719	3.620	35.785	28.596	63,288
2.060	18.054	13.963	56,920	3.660	36.274	29.006	63,423
2.100	18.467	14.297	57,119	3.700	36.765	29.418	63,557
2.140	18.883	14.633	57,315	3.740	37.258	29.831	63,690
2.180	19.301	14.972	57,509	3.780	37.752	30.245	63,821
2.220	19.722	15.313	57,701	3.820	38.247	30.661	63,952
2.260	20.145	15.657	57,889	3.860	38.743	31.077	64,082
2.300	20.571	16.003	58,077	3.900	39.240	31.495	64,210
2.340	20.999	16.352	58,261	3.940	39.739	31.915	64,338
2.380	21.429	16.703	58,445	3.980	40.239	32.335	64,465
2.420	21.862	17.057	58,625	4.020	40.740	32.757	64,591
2.460	22.298	17.413	58,803	4.060	41.242	33.179	64,715
2.500	22.735	17.771	58,980	4.100	41.745	33.603	64,839
2.540	23.175	18.131	59,155	4.140	42.250	34.028	64,962
2.580	23.618	18.494	59,328	4.180	42.755	34.454	65,084
2.620	24.062	18.859	59,500	4.220	43.267	34.881	65,204
2.660	24.508	19.226	59,669	4.260	43.769	35.310	65,325
2.700	24.957	19.595	59,837	4.300	44.278	35.739	65,444
2.740	25.408	19.967	60,003	4.340	44.788	36.169	65,563
2.780	25.861	20.340	61,167	4.380	45.298	36.600	65,680
2.820	26.316	20.715	60,330	4.420	45.810	37.032	65,797
2.860	26.773	21.093	60,490	4.460	46.322	37.465	65,913
2.900	27.231	21.472	60,650	4.500	46.836	37.900	66,028
2.940	27.692	21.853	60,809	4.540	47.350	38.334	66,142
2.980	28.154	22.237	60,965	4.580	47.866	38.770	66,255
3.020	28.619	22.621	61,120	4.620	48.382	39.207	66,368
3.060	29.085	23.085	61,274	4.660	48.899	39.645	66,480
3.100	29.553	23.397	61,426	4.700	49.417	40.083	66,591
3.140	30.023	23.787	61.577	4.740	49.936	40.523	66,701
3.180	30.494	24.179	61.727	4.780	50.455	40.963	66,811
3.220	30.967	24.572	61.874	4.820	50.976	41.404	66,920
3.260	31.442	24.968	62.022	4.860	51.497	41.856	67,028
3.300	31.918	25.365	62.167	4.900	52.019	42.288	67,135
3.340	32.396	25.763	62.312	5.000	53.327	43.398	67,401
3.380	32.876	26.164	62.454	5.100	54.640	44.512	67,662
3.420	33.357	26.565	62.597	5.200	55.957	45.631	67,918
3.460	33.839	26.968	62.738	5.300	57.279	46.754	68,172

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye. «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.111. Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del hidrógeno diatómico (H_2)

$(\Delta h_f^\circ = 0 \text{ Btu/lbmol})$ (h y \bar{u} , Btu/lbmol; s° , Btu/(lbmol \cdot $^\circ\text{R}$); el estado estándar es 1 atm)							
$T, ^\circ\text{R}$	h	\bar{u}	\bar{s}°	$T, ^\circ\text{R}$	h	\bar{u}	\bar{s}°
300	2.063,3	1.467,7	27,337	1.400	9.673,8	6.893,6	37,883
320	2.189,4	1.553,9	27,742	1.500	10.381,5	7.402,7	38,372
340	2.317,2	1.642,0	28,130	1.600	11.092,5	7.915,1	38,830
360	2.446,8	1.731,9	28,501	1.700	11.807,4	8.431,4	39,264
380	2.577,8	1.823,2	28,856	1.800	12.526,8	8.952,2	39,675
400	2.710,2	1.915,8	29,195	1.900	13.250,9	9.477,8	40,067
420	2.843,7	2.009,6	29,520	2.000	13.980,1	10.008,4	40,441
440	2.978,1	2.104,3	29,833	2.100	14.714,5	10.544,2	40,799
460	3.113,5	2.200,0	30,133	2.200	15.454,4	11.085,5	41,143
480	3.249,4	2.296,2	30,424	2.300	16.199,8	11.632,3	41,475
500	3.386,1	2.393,2	30,703	2.400	16.950,6	12.184,5	41,794
520	3.523,2	2.490,6	30,972	2.500	17.707,3	12.742,6	42,104
537	3.640,3	2.573,8	31,194	2.600	18.469,7	13.306,4	42,403
540	3.660,9	2.588,5	31,232	2.700	19.237,8	13.876,0	42,692
560	3.798,8	2.686,7	31,482	2.800	20.011,8	14.451,4	42,973
580	3.937,1	2.785,3	31,724	2.900	20.791,5	15.032,5	43,247
600	4.075,6	2.884,1	31,959	3.000	21.576,9	15.619,3	43,514
620	4.214,3	2.983,1	32,187	3.100	22.367,7	16.211,5	43,773
640	4.353,1	3.082,1	32,407	3.200	23.164,1	16.809,3	44,026
660	4.492,1	3.181,4	32,621	3.300	23.965,5	17.412,1	44,273
680	4.631,1	3.280,7	32,829	3.400	24.771,9	18.019,9	44,513
700	4.770,2	3.380,1	33,031	3.500	25.582,9	18.632,4	44,748
720	4.909,5	3.479,6	33,226	3.600	26.398,5	19.249,4	44,978
740	5.048,8	3.579,2	33,417	3.700	27.218,5	19.870,8	45,203
760	5.188,1	3.678,8	33,603	3.800	28.042,8	20.496,5	45,423
780	5.327,6	3.778,6	33,784	3.900	28.871,1	21.126,2	45,638
800	5.467,1	3.878,4	33,961	4.000	29.703,5	21.760,0	45,849
820	5.606,7	3.978,3	34,134	4.100	30.539,8	22.397,7	46,056
840	5.746,3	4.078,2	34,302	4.200	31.379,8	23.039,2	46,257
860	5.885,9	4.178,0	34,466	4.300	32.223,5	23.684,3	46,456
880	6.025,6	4.278,0	34,627	4.400	33.070,9	24.333,1	46,651
900	6.165,3	4.378,0	34,784	4.500	33.921,6	24.985,2	46,842
920	6.305,1	4.478,1	34,938	4.600	34.775,7	25.640,7	47,030
940	6.444,9	4.578,1	35,087	4.700	35.633,0	26.299,4	47,215
960	6.584,7	4.678,3	35,235	4.800	36.493,4	26.961,2	47,396
980	6.724,6	4.778,4	35,379	4.900	37.356,9	27.626,1	47,574
1.000	6.864,5	4.878,6	35,520	5.000	38.223,3	28.294,0	47,749
1.100	7.564,6	5.380,1	36,188	5.100	39.092,8	28.964,9	47,921
1.200	8.265,8	5.882,8	36,798	5.200	39.965,1	29.638,6	48,090
1.300	8.968,7	6.387,1	37,360	5.300	40.840,2	30.315,1	48,257

FUENTE: Datos abreviados de J. H. Keenan y J. Kaye. «Gas Tables», Wiley, New York, 1945.

Tabla A.11I. (Continuación)
Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del oxígeno monoatómico (O)

($\Delta h_f^\circ = +107.210$ Btu/lbmol; el estado estándar es 1 atm)

$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	s°	$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	s°
0	0	0	0	4.590	23.283	14.145	49,372
537	2.953	1.884	38,537	4.680	23.733	14.416	49,469
900	4.826	3.034	41,206	4.770	24.183	14.686	49,565
1.800	9.358	5.774	44,699	4.860	24.632	14.957	49,658
2.700	13.857	8.482	46,726	4.950	25.082	15.228	49,750
2.880	14.755	9.021	47,048	5.040	25.533	15.499	49,840
3.060	15.653	9.561	47,350	5.130	25.983	15.770	49,928
3.240	16.550	10.100	47,635	5.220	26.434	16.042	50,016
3.420	17.448	10.639	47,905	5.310	26.884	16.314	50,101
3.600	18.345	11.178	48,161	5.400	27.336	16.586	50,186
3.780	19.242	11.717	48,404	5.580	28.239	17.131	50,350
3.960	20.140	12.256	48,636	5.760	29.144	17.677	50,510
4.140	21.038	12.796	48,857	5.940	30.049	18.224	50,665
4.320	21.935	13.335	49,070	6.120	30.956	18.773	50,815
4.500	22.834	13.605	49,173	6.300	31.865	19.323	50,961

Entalpía, energía interna y entropía absoluta de gas ideal del hidroxilo (OH)

($\Delta h_f^\circ = +16.790$ Btu/lbmol; el estado estándar es 1 atm)

$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	s°	$T, ^\circ\text{R}$	\bar{h}	\bar{u}	s°
0	0	0	0	3.800	28.709	21.160	58,332
537	3.960	2.892	43,964	3.900	29.551	21.804	58,549

Tabla A.12I. Propiedades del agua en saturación: tabla de temperatura

($v, \text{ft}^3/\text{lb}_m$; $u, y, h, \text{Btu}/\text{lb}_m$; $s, \text{Btu}/(\text{lb}_m \cdot ^\circ\text{R})$)

Temp., $^\circ\text{F}$ T	Pres., psia P	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. v_f	Vapor sat. v_g	Líquido sat. u_f	Vapor sat. u_g	Líquido sat. h_f	Evap. h_{fg}	Vapor sat. h_g	Líquido sat. s_f	Vapor sat. s_g
32	0,0886	0,01602	3.305	-0,01	1,021,2	-0,01	1,075,4	1,075,4	-0,00003	2,1870
35	0,0999	0,01602	2.948	2,99	1,022,2	3,00	1,073,7	1,076,7	0,00607	2,1764
40	0,1217	0,01602	2.445	8,02	1,023,9	8,02	1,070,9	1,078,9	0,01617	2,1592
45	0,1475	0,01602	2.037	13,04	1,025,5	13,04	1,068,1	1,081,1	0,02618	2,1423
50	0,1780	0,01602	1.704	18,06	1,027,2	18,06	1,065,2	1,083,3	0,03607	2,1259
52	0,1917	0,01603	1.589	20,06	1,027,8	20,07	1,064,1	1,084,2	0,04000	2,1195
54	0,2064	0,01603	1.482	22,07	1,028,5	22,07	1,063,0	1,085,1	0,04391	2,1131
56	0,2219	0,01603	1.383	24,08	1,029,1	24,08	1,061,9	1,085,9	0,04781	2,1068
58	0,2386	0,01603	1.292	26,08	1,029,8	26,08	1,060,7	1,086,8	0,05159	2,1005
60	0,2563	0,01604	1.207	28,08	1,030,4	28,08	1,059,6	1,087,7	0,05555	2,0943
62	0,2751	0,01604	1.129	30,09	1,031,1	30,09	1,058,5	1,088,6	0,05940	2,0882
64	0,2952	0,01604	1.056	32,09	1,031,8	32,09	1,057,3	1,089,4	0,06323	2,0821
66	0,3165	0,01604	988,4	34,09	1,032,4	34,09	1,056,2	1,090,3	0,06704	2,0761
68	0,3391	0,01605	925,8	36,09	1,033,1	36,09	1,055,1	1,091,2	0,07084	2,0701
70	0,3632	0,01605	867,7	38,09	1,033,7	38,09	1,054,0	1,092,0	0,07463	2,0642
72	0,3887	0,01606	813,7	40,09	1,034,4	40,09	1,052,8	1,092,9	0,07839	2,0584
74	0,4158	0,01606	763,5	42,09	1,035,0	42,09	1,051,7	1,093,8	0,08215	2,0526
76	0,4446	0,01606	716,8	44,09	1,035,7	44,09	1,050,6	1,094,7	0,08589	2,0469
78	0,4750	0,01607	673,3	46,09	1,036,3	46,09	1,049,4	1,095,5	0,08961	2,0412
80	0,5073	0,01607	632,8	48,08	1,037,0	48,09	1,048,3	1,096,4	0,09332	2,0356
82	0,5414	0,01608	595,0	50,08	1,037,6	50,08	1,047,2	1,097,3	0,09701	2,0300
84	0,5776	0,01608	559,8	52,08	1,038,3	52,08	1,046,0	1,098,1	0,1007	2,0245
86	0,6158	0,01609	527,0	54,08	1,038,9	54,08	1,044,9	1,099,0	0,1044	2,0190
88	0,6562	0,01609	496,3	56,07	1,039,6	56,07	1,043,8	1,099,9	0,1080	2,0136
90	0,6988	0,01610	467,7	58,07	1,040,2	58,07	1,042,7	1,100,7	0,1117	2,0083
92	0,7439	0,01611	440,9	60,06	1,040,9	60,06	1,041,5	1,101,6	0,1153	2,0030
94	0,7914	0,01611	415,9	62,06	1,041,5	62,06	1,040,4	1,102,4	0,1189	1,9977
96	0,8416	0,01612	392,4	64,05	1,041,2	64,06	1,039,2	1,103,3	0,1225	1,9925
98	0,8945	0,01612	370,5	66,05	1,042,8	66,05	1,038,1	1,104,2	0,1261	1,9874
100	0,9503	0,01613	350,0	68,04	1,043,5	68,05	1,037,0	1,105,0	0,1296	1,9822
110	1,276	0,01617	265,1	78,02	1,046,7	78,02	1,031,3	1,109,3	0,1473	1,9574
120	1,695	0,01621	203,0	87,99	1,049,9	88,00	1,025,5	1,113,5	0,1647	1,9336
130	2,225	0,01625	157,2	97,97	1,053,0	97,98	1,019,8	1,117,8	0,1817	1,9109
140	2,892	0,01629	122,9	107,95	1,056,2	107,96	1,014,0	1,121,9	0,1985	1,8892
150	3,722	0,01634	97,0	117,95	1,059,3	117,96	1,008,1	1,126,1	0,2150	1,8684
160	4,745	0,01640	77,2	127,94	1,062,3	127,96	1,002,2	1,130,1	0,2313	1,8484
170	5,996	0,01645	62,0	137,95	1,065,4	137,97	996,2	1,134,2	0,2473	1,8293
180	7,515	0,01651	50,2	147,97	1,068,3	147,99	990,2	1,138,2	0,2631	1,8109
190	9,343	0,01657	41,0	158,00	1,071,3	158,03	984,1	1,142,1	0,2787	1,7932
200	11,529	0,01663	33,6	168,04	1,074,2	168,07	977,9	1,145,9	0,2940	1,7762

Tabla A.12i. (Continuación)

Temp., °F <i>T</i>	Pres., psia <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. <i>v_f</i>	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>
210	14,13	0,01670	27,82	178,1	1.077,0	178,1	971,6	1.149,7	0,3091	1,7599
212	14,70	0,01672	26,80	180,1	1.077,6	180,2	970,3	1.150,5	0,3121	1,7567
220	17,19	0,01677	23,15	188,2	1.079,8	188,2	965,3	1.153,5	0,3241	1,7441
230	20,78	0,01685	19,39	198,3	1.082,6	198,3	958,8	1.157,1	0,3388	1,7289
240	24,97	0,01692	16,33	208,4	1.085,3	208,4	952,3	1.160,7	0,3534	1,7143
250	29,82	0,01700	13,83	218,5	1.087,9	218,6	945,6	1.164,2	0,3677	1,7001
260	35,42	0,01708	11,77	228,6	1.090,5	228,8	938,8	1.167,6	0,3819	1,6864
270	41,85	0,01717	10,07	238,8	1.093,0	239,0	932,0	1.170,9	0,3960	1,6731
280	49,18	0,01726	8,65	249,0	1.095,4	249,2	924,9	1.174,1	0,4099	1,6602
290	57,53	0,01735	7,47	259,3	1.097,7	259,4	917,8	1.177,2	0,4236	1,6477
300	66,98	0,01745	6,472	269,5	1.100,0	269,7	910,4	1.180,2	0,4372	1,6356
310	77,64	0,01755	5,632	279,8	1.102,1	280,1	903,0	1.183,0	0,4507	1,6238
320	89,60	0,01765	4,919	290,1	1.104,2	290,4	895,3	1.185,8	0,4640	1,6123
330	103,00	0,01776	4,312	300,5	1.106,2	300,8	887,5	1.188,4	0,4772	1,6010
340	117,93	0,01787	3,792	310,9	1.108,0	311,3	879,5	1.190,8	0,4903	1,5901
350	134,53	0,01799	3,346	321,4	1.109,8	321,8	871,3	1.193,1	0,5033	1,5793
360	152,92	0,01811	2,961	331,8	1.111,4	332,4	862,9	1.195,2	0,5162	1,5688
370	173,23	0,01823	2,628	342,4	1.112,9	343,0	854,2	1.197,2	0,5289	1,5585
380	195,60	0,01836	2,339	353,0	1.114,3	353,6	845,4	1.199,0	0,5416	1,5483
390	220,2	0,01850	2,087	363,6	1.115,6	364,3	836,2	1.200,6	0,5542	1,5383
400	247,1	0,01864	1,866	374,3	1.116,6	375,1	826,8	1.202,0	0,5667	1,5284
410	276,5	0,01878	1,673	385,0	1.117,6	386,0	817,2	1.203,1	0,5792	1,5187
420	308,5	0,01894	1,502	395,8	1.118,3	396,9	807,2	1.204,1	0,5915	1,5091
430	343,3	0,01909	1,352	406,7	1.118,9	407,9	796,9	1.204,8	0,6038	1,4995
440	381,2	0,01926	1,219	417,6	1.119,3	419,0	786,3	1.205,3	0,6161	1,4900
450	422,1	0,01943	1,1011	428,6	1.119,5	430,2	775,4	1.205,6	0,6282	1,4806
460	466,3	0,01961	0,9961	439,7	1.119,6	441,4	764,1	1.205,5	0,6404	1,4712
470	514,1	0,01980	0,9025	450,9	1.119,4	452,8	752,4	1.205,2	0,6525	1,4618
480	565,5	0,02000	0,8187	462,2	1.118,9	464,3	740,3	1.204,6	0,6646	1,4524
490	620,7	0,02021	0,7436	473,6	1.118,3	475,9	727,8	1.203,7	0,6767	1,4430
500	680,0	0,02043	0,6761	485,1	1.117,4	487,7	714,8	1.202,5	0,6888	1,4335
520	811,4	0,02091	0,5605	508,5	1.114,8	511,7	687,3	1.198,9	0,7130	1,4145
540	961,5	0,02145	0,4658	532,6	1.111,0	536,4	657,5	1.193,8	0,7374	1,3950
560	1.131,8	0,02207	0,3877	548,4	1.105,8	562,0	625,0	1.187,0	0,7620	1,3749
580	1.324,3	0,02278	0,3225	583,1	1.098,9	588,6	589,3	1.178,0	0,7872	1,3540
600	1.541,0	0,02363	0,2677	609,9	1.090,0	616,7	549,7	1.166,4	0,8130	1,3317
620	1.784,4	0,02465	0,2209	638,3	1.078,5	646,4	505,0	1.151,4	0,8398	1,3075
640	2.057,1	0,02593	0,1805	668,7	1.063,2	678,6	453,4	1.131,9	0,8681	1,2803
660	2.362	0,02767	0,1446	702,3	1.042,3	714,4	391,1	1.105,5	0,8990	1,2483
680	2.705	0,03032	0,1113	741,7	1.011,0	756,9	309,8	1.066,7	0,9350	1,2068
700	3.090	0,03666	0,0744	801,7	947,7	822,7	167,5	990,2	0,9902	1,1346
705,4	3.204	0,05053	0,05053	872,6	872,6	902,5	0	902,5	1,0580	1,0580

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore. «Steam Tables». Wiley, New York, 1979.

Tabla A.13i. Propiedades del agua en saturación: tabla de presión

(v, ft ³ /lb _m ; u y h, Btu/lb _m ; s, Btu/(lb _m · °R))												
Pres. abs., psi <i>P</i>	Temp., °F <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía			Pres. abs., psi <i>P</i>
		Líquido sat. <i>v_f</i>	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Evap. <i>s_{fg}</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>	
0,4	72,84	0,01606	792,0	40,94	1,034,7	40,94	1,052,3	1,093,3	0,0800	1,9760	2,0559	0,4
0,6	85,19	0,01609	540,0	53,26	1,038,7	53,27	1,045,4	1,098,6	0,1029	1,9184	2,0213	0,6
0,8	94,35	0,01611	411,7	62,41	1,041,7	62,41	1,040,2	1,102,6	0,1195	1,8773	1,9968	0,8
1,0	101,70	0,01614	333,6	69,74	1,044,0	69,74	1,036,0	1,105,8	0,1327	1,8453	1,9779	1,0
1,2	107,88	0,01616	280,9	75,90	1,046,0	75,90	1,032,5	1,108,4	0,1436	1,8190	1,9626	1,2
1,5	115,65	0,01619	227,7	83,65	1,048,5	83,65	1,028,0	1,111,7	0,1571	1,7867	1,9438	1,5
2,0	126,04	0,01623	173,75	94,02	1,051,8	94,02	1,022,1	1,116,1	0,1750	1,7448	1,9198	2,0
3,0	141,43	0,01630	118,72	109,38	1,056,6	109,39	1,013,1	1,122,5	0,2009	1,6852	1,8861	3,0
4,0	152,93	0,01636	90,64	120,88	1,060,2	120,89	1,006,4	1,127,3	0,2198	1,6426	1,8624	4,0
5,0	162,21	0,01641	73,53	130,15	1,063,0	130,17	1,000,9	1,131,0	0,2349	1,6093	1,8441	5,0
6,0	170,03	0,01645	61,98	137,98	1,065,4	138,00	996,2	1,134,2	0,2474	1,5819	1,8292	6,0
7,0	176,82	0,01649	53,65	144,78	1,067,4	144,80	992,1	1,136,9	0,2581	1,5585	1,8167	7,0
8,0	182,84	0,01653	47,35	150,81	1,069,2	150,84	988,4	1,139,3	0,2675	1,5383	1,8058	8,0
9,0	188,26	0,01656	42,41	156,25	1,070,8	156,27	985,1	1,141,4	0,2760	1,5203	1,7963	9,0
10	193,19	0,01659	38,42	161,20	1,072,2	161,23	982,1	1,143,3	0,2836	1,5041	1,7877	10
14,696	211,99	0,01672	26,80	180,10	1,077,6	180,15	970,4	1,150,5	0,3121	1,4446	1,7567	14,696
15	213,03	0,01672	26,29	181,14	1,077,9	181,19	969,7	1,150,9	0,3137	1,4414	1,7551	15
20	227,96	0,01683	20,09	196,19	1,082,0	196,26	960,1	1,156,4	0,3358	1,3962	1,7320	20
25	240,08	0,01692	16,31	208,44	1,085,3	208,52	952,2	1,160,7	0,3535	1,3607	1,7142	25
30	250,34	0,01700	13,75	218,84	1,088,0	218,93	945,4	1,164,3	0,3682	1,3314	1,6996	30
35	259,30	0,01708	11,90	227,93	1,090,3	228,04	939,3	1,167,4	0,3809	1,3064	1,6873	35
40	267,26	0,01715	10,50	236,03	1,092,3	236,16	933,8	1,170,0	0,3921	1,2845	1,6767	40
45	274,46	0,01721	9,40	243,37	1,094,0	243,51	928,8	1,172,3	0,4022	1,2651	1,6673	45
50	281,03	0,01727	8,52	250,08	1,095,6	250,24	924,2	1,174,4	0,4113	1,2476	1,6589	50
55	287,10	0,01733	7,79	256,28	1,097,0	256,46	919,9	1,176,3	0,4196	1,2317	1,6513	55

Tabla A.131. (Continuación)

Pres. abs., psi <i>P</i>	Temp., °F <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía			Pres. abs., psi <i>P</i>
		Líquido sat. <i>v_f</i>	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Evap. <i>s_{fg}</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>	
60	292,73	0,01738	7,177	262,1	1,098,3	262,2	915,8	1,178,0	0,4273	1,2170	1,6443	60
65	298,00	0,01743	6,647	267,5	1,099,5	267,7	911,9	1,179,6	0,4345	1,2035	1,6380	65
70	302,96	0,01748	6,209	272,6	1,100,6	272,8	908,3	1,181,0	0,4412	1,1909	1,6321	70
75	307,63	0,01752	5,818	277,4	1,101,6	277,6	904,8	1,182,8	0,4475	1,1790	1,6265	75
80	312,07	0,01757	5,474	282,0	1,102,6	282,2	901,4	1,183,6	0,4534	1,1679	1,6213	80
85	316,29	0,01761	5,170	286,3	1,103,5	286,6	898,2	1,184,8	0,4591	1,1574	1,6165	85
90	320,31	0,01766	4,898	290,5	1,104,3	290,8	895,1	1,185,9	0,4644	1,1475	1,6119	90
95	324,16	0,01770	4,654	294,5	1,105,0	294,8	892,1	1,186,9	0,4695	1,1380	1,6075	95
100	327,86	0,01774	4,434	298,3	1,105,8	298,6	889,2	1,187,8	0,4744	1,1290	1,6034	100
110	334,82	0,01781	4,051	305,5	1,107,1	305,9	883,7	1,189,6	0,4836	1,1122	1,5958	110
120	341,30	0,01789	3,730	312,3	1,108,3	312,7	878,5	1,191,1	0,4920	1,0966	1,5886	120
130	347,37	0,01796	3,457	318,6	1,109,4	319,0	873,5	1,192,5	0,4999	1,0822	1,5821	130
140	353,08	0,01802	3,221	324,6	1,110,3	325,1	868,7	1,193,8	0,5073	1,0688	1,5761	140
150	358,48	0,01809	3,016	330,2	1,111,2	330,8	864,2	1,194,9	0,5142	1,0562	1,5704	150
160	363,60	0,01815	2,836	335,6	1,112,0	336,2	859,8	1,196,0	0,5208	1,0443	1,5651	160
170	368,47	0,01821	2,676	340,8	1,112,7	341,3	855,6	1,196,9	0,5270	1,0330	1,5600	170
180	373,13	0,01827	2,553	345,7	1,113,4	346,3	851,5	1,197,8	0,5329	1,0223	1,5552	180
190	377,59	0,01833	2,405	350,4	1,114,0	351,0	847,5	1,198,6	0,5386	1,0122	1,5508	190
200	381,86	0,01839	2,289	354,9	1,114,6	355,6	843,7	1,199,3	0,5440	1,0025	1,5465	200
250	401,04	0,01865	1,845	375,4	1,116,7	376,2	825,8	1,202,1	0,5680	0,9594	1,5274	250
300	417,43	0,01890	1,544	393,0	1,118,2	394,1	809,8	1,203,9	0,5883	0,9232	1,5115	300
350	431,82	0,01912	1,327	408,7	1,119,0	409,9	795,0	1,204,9	0,6060	0,8917	1,4977	350
400	444,70	0,01934	1,162	422,8	1,119,5	424,2	781,2	1,205,5	0,6218	0,8638	1,4856	400
450	456,39	0,01955	1,033	435,7	1,119,6	437,4	768,2	1,205,6	0,6360	0,8385	1,4745	450
500	467,13	0,01975	0,928	447,7	1,119,4	449,5	755,8	1,205,3	0,6490	0,8154	1,4644	500

Tabla A.131. (Continuación)

Pres. abs., psi <i>P</i>	Temp., °F <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía			Pres. abs., psi <i>P</i>
		Líquido sat. <i>v_f</i>	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Evap. <i>s_{fg}</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>	
550	477,07	0,01994	0,842	458,9	1,119,1	460,9	743,9	1,204,8	0,6611	0,7941	1,4551	550
600	486,33	0,02013	0,770	469,4	1,118,6	471,7	732,4	1,204,1	0,6723	0,7742	0,4464	600
700	503,23	0,02051	0,656	488,9	1,117,0	491,5	710,5	1,202,0	0,6927	0,7378	1,4305	700
800	518,36	0,02087	0,569	506,6	1,115,0	509,7	689,6	1,199,3	0,7110	0,7050	1,4160	800
900	532,12	0,02123	0,501	523,0	1,112,6	526,6	669,5	1,196,0	0,7277	0,6750	1,4027	900
1,000	544,75	0,02159	0,446	538,4	1,109,9	542,4	650,0	1,192,4	0,7432	0,6471	1,3903	1,000
1,100	556,45	0,02195	0,401	552,9	1,106,8	557,4	631,0	1,188,3	0,7576	0,6209	1,3786	1,100
1,200	567,37	0,02232	0,362	566,7	1,103,5	571,7	612,3	1,183,9	0,7712	0,5961	1,3673	1,200
1,300	577,60	0,02269	0,330	579,9	1,099,8	585,4	593,8	1,179,2	0,7841	0,5724	1,3565	1,300
1,400	587,25	0,02307	0,302	592,7	1,096,0	598,6	575,5	1,174,1	0,7964	0,5497	1,3461	1,400
1,500	596,39	0,02346	0,277	605,0	1,091,8	611,5	557,2	1,168,7	0,8082	0,5276	1,3359	1,500
1,600	605,06	0,02386	0,255	616,9	1,087,4	624,0	538,9	1,162,9	0,8196	0,5062	1,3258	1,600
1,700	613,32	0,02428	0,236	628,6	1,082,7	636,2	520,6	1,156,9	0,8307	0,4852	1,3159	1,700
1,800	621,21	0,02472	0,218	640,0	1,077,7	648,3	502,1	1,150,4	0,8414	0,4645	1,3060	1,800
1,900	628,76	0,02517	0,203	651,3	1,072,3	660,1	483,4	1,143,5	0,8519	0,4441	1,2961	1,900
2,000	636,00	0,02565	0,188	662,4	1,066,6	671,9	464,4	1,136,3	0,8623	0,4238	1,2861	2,000
2,250	652,90	0,02698	0,157	689,9	1,050,6	701,1	414,8	1,115,9	0,8876	0,3728	1,2604	2,250
2,500	668,31	0,02860	0,131	717,7	1,031,0	730,9	360,5	1,091,4	0,9131	0,3196	1,2327	2,500
2,750	682,46	0,03077	0,107	747,3	1,005,9	763,0	297,4	1,060,4	0,9401	0,2604	1,2005	2,750
3,000	695,52	0,03431	0,084	783,4	968,8	802,5	213,0	1,015,5	0,9732	0,1843	1,1575	3,000
3,203,6	705,44	0,05053	0,0505	872,6	872,6	902,5	0	902,5	1,0580	0	1,0580	3,203,6

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969.

Tabla A.14l. Propiedades del agua: tabla del vapor sobrecalentado

(v, ft³/lb _m ; u y h, Btu/lb _m ; s, Btu/(lb _m · °R))								
Temp., °F	v	u	h	s	v	u	h	s
	1 psia (T _{sat} = 101,7 °F)				5 psia (T _{sat} = 162,2 °F)			
Sat.	333,6	1.044,0	1.105,8	1,9779	73,53	1.063,0	1.131,0	1,8441
150	362,6	1.060,4	1.127,5	2.0151				
200	392,5	1.077,5	1.150,1	2.0508	78,15	1.076,0	1.148,6	1,8715
250	422,4	1.094,7	1.172,8	2.0839	84,21	1.093,8	1.171,7	1,9052
300	452,3	1.112,0	1.195,7	2.1150	90,24	1.111,3	1.194,8	1,9367
400	511,9	1.147,0	1.241,8	2.1720	102,24	1.146,6	1.241,2	1,9941
500	571,5	1.182,8	1.288,5	2.2235	114,20	1.182,5	1.288,2	2,0458
600	631,1	1.219,3	1.336,1	2,2706	126,15	1.219,1	1.335,8	2,0930
700	690,7	1.256,7	1.384,5	2.3142	138,08	1.256,5	1.384,3	2,1367
800	750,3	1.294,4	1.433,7	2,3550	150,01	1.294,7	1.433,5	2,1775
900	809,9	1.333,9	1.483,8	2.3932	161,94	1.333,8	1.483,7	2,2158
1.000	869,5	1.373,9	1.534,8	2.4294	173,86	1.373,9	1.534,7	2,2520
	10 psia (T _{sat} = 193,2 °F)				14,7 psia (T _{sat} = 212,0 °F)			
Sat.	38,42	1.072,2	1.143,3	1,7877	26,80	1.077,6	1.150,5	1,7567
200	38,85	1.074,7	1.146,6	1,7927				
250	41,95	1.092,6	1.170,2	1,8272	28,42	1.091,5	1.168,8	1,7832
300	44,99	1.110,4	1.193,7	1,8592	30,52	1.109,6	1.192,6	1,8157
400	51,03	1.146,1	1.240,5	1,9171	34,67	1.145,6	1.239,9	1,8741
500	57,04	1.182,2	1.287,7	1,9690	38,77	1.181,8	1.287,3	1,9263
600	63,03	1.218,9	1.335,5	2,0164	42,86	1.218,6	1.335,2	1,9737
700	69,01	1.256,3	1.384,0	2,0601	46,93	1.256,1	1.383,8	2,0175
800	74,98	1.294,6	1.433,3	2.1009	51,00	1.294,4	1.433,1	2,0584
900	80,95	1.333,7	1.483,5	2.1393	55,07	1.333,6	1.483,4	2,0967
1.000	86,91	1.373,8	1.534,6	2,1755	59,13	1.373,7	1.534,5	2,1330
1.100	92,88	1.414,7	1.586,6	2,2099	63,19	1.414,6	1.586,4	2,1674
	20 psia (T _{sat} = 228,0 °F)				40 psia (T _{sat} = 267,3 °F)			
Sat.	20,09	1.082,0	1.156,4	1,7320	10,50	1.093,3	1.170,0	1,6767
250	20,79	1.090,3	1.167,2	1,7475				
300	22,36	1.108,7	1.191,5	1,7805	11,04	1.105,1	1.186,8	1,6993
350	23,90	1.126,9	1.215,4	1,8110	11,84	1.124,2	1.211,8	1,7312
400	25,43	1.145,1	1.239,2	1,8395	12,62	1.143,0	1.236,4	1,7606
500	28,46	1.181,5	1.286,8	1,8919	14,16	1.180,1	1.284,9	1,8140
600	31,47	1.218,4	1.334,8	1,9395	15,69	1.217,3	1.333,4	1,8621
700	34,47	1.255,9	1.383,5	1,9834	17,20	1.255,1	1.382,4	1,9063
800	37,46	1.294,3	1.432,9	2,0243	18,70	1.293,7	1.432,1	1,9474
900	40,45	1.333,5	1.483,2	2,0627	20,20	1.333,0	1.482,5	1,9859
1.000	43,44	1.373,5	1.534,3	2,0989	21,70	1.373,1	1.533,8	2,0223
1.100	46,42	1.414,5	1.586,3	2,1334	23,20	1.414,2	1.585,9	2,0568

Tabla A.14l. (Continuación)

Temp., °F	v	u	h	s	v	u	h	s
	60 psia (T _{sat} = 292,7 °F)				80 psia (T _{sat} = 312,1 °F)			
Sat.	7,17	1.098,3	1.178,0	1,6444	5,47	1.102,6	1.183,6	1,6214
300	7,26	1.101,3	1.181,9	1,6496				
350	7,82	1.121,4	1.208,2	1,6830	5,80	1.118,5	1.204,3	1,6476
400	8,35	1.140,8	1.233,5	1,7134	6,22	1.138,5	1.230,6	1,6790
500	9,40	1.178,6	1.283,0	1,7678	7,02	1.177,2	1.281,1	1,7346
600	10,43	1.216,3	1.332,1	1,8165	7,79	1.215,3	1.330,7	1,7838
700	11,44	1.254,4	1.381,4	1,8609	8,56	1.253,6	1.380,3	1,8285
800	12,45	1.293,0	1.431,2	1,9022	9,32	1.292,4	1.430,4	1,8700
900	13,45	1.332,5	1.481,8	1,9408	10,08	1.332,0	1.481,2	1,9087
1.000	14,45	1.372,7	1.533,2	1,9773	10,83	1.372,3	1.532,6	1,9453
1.100	15,45	1.413,8	1.585,4	2,0119	11,58	1.413,5	1.584,9	1,9799
1.200	16,45	1.455,8	1.638,5	2,0448	12,33	1.455,5	1.638,1	2,0130
	100 psia (T _{sat} = 327,8 °F)				120 psia (T _{sat} = 341,3 °F)			
Sat.	4,434	1.105,8	1.187,8	1,6034	3,730	1.108,3	1.191,1	1,5886
350	4,592	1.115,4	1.200,4	1,6191	3,783	1.112,2	1.196,2	1,5950
400	4,934	1.136,2	1.227,5	1,6517	4,079	1.133,8	1.224,4	1,6288
450	5,265	1.156,2	1.253,6	1,6812	4,360	1.154,3	1.251,2	1,6590
500	5,587	1.175,7	1.279,1	1,7085	4,633	1.174,2	1.277,1	1,6868
600	6,216	1.214,2	1.329,3	1,7582	5,164	1.213,2	1.327,8	1,7371
700	6,834	1.252,8	1.379,2	1,8033	5,682	1.252,0	1.378,2	1,7825
800	7,445	1.291,8	1.429,6	1,8449	6,195	1.291,2	1.428,7	1,8243
900	8,053	1.331,5	1.480,5	1,8838	6,703	1.330,9	1.479,8	1,8633
1.000	8,657	1.371,9	1.532,1	1,9204	7,208	1.371,5	1.531,5	1,9000
1.100	9,260	1.413,1	1.584,5	1,9551	7,711	1.412,8	1.584,0	1,9348
1.200	9,861	1.455,2	1.637,7	1,9882	8,213	1.454,9	1.637,3	1,9679
	140 psia (T _{sat} = 353,1 °F)				160 psia (T _{sat} = 363,6 °F)			
Sat.	3,221	1.110,3	1.193,8	1,5761	2,836	1.112,0	1.196,0	1,5651
400	3,466	1.131,4	1.221,2	1,6088	3,007	1.128,8	1.217,8	1,5911
450	3,713	1.152,4	1.248,6	1,6399	3,228	1.150,5	1.246,1	1,6230
500	3,952	1.172,7	1.275,1	1,6682	3,440	1.171,2	1.273,0	1,6518
550	4,184	1.192,5	1.300,9	1,6945	3,646	1.191,3	1.299,2	1,6785
600	4,412	1.212,1	1.326,4	1,7191	3,848	1.211,1	1.325,0	1,7034
700	4,860	1.251,2	1.377,1	1,7648	4,243	1.250,4	1.376,0	1,7494
800	5,301	1.290,5	1.427,9	1,8068	4,631	1.289,9	1.427,0	1,7916
900	5,739	1.330,4	1.479,1	1,8459	5,015	1.329,9	1.478,4	1,8308
1.000	6,173	1.371,0	1.531,0	1,8827	5,397	1.370,6	1.530,4	1,8677
1.100	6,605	1.412,4	1.583,6	1,9176	5,776	1.412,1	1.583,1	1,9026
1.200	7,036	1.454,6	1.636,9	1,9507	6,154	1.454,3	1.636,5	1,9358

Tabla A.14l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	180 psia (<i>T</i> _{sat} = 373,1 °F)				200 psia (<i>T</i> _{sat} = 381,8 °F)			
Sat.	2,533	1,113,4	1,197,8	1,5553	2,289	1,114,6	1,199,3	1,5464
400	2,648	1,126,2	1,214,4	1,5749	2,361	1,123,5	1,210,8	1,5600
450	2,850	1,148,5	1,243,4	1,6078	2,548	1,146,4	1,240,7	1,5938
500	3,042	1,169,6	1,270,9	1,6372	2,724	1,168,0	1,268,8	1,6239
550	3,228	1,190,0	1,297,5	1,6642	2,893	1,188,7	1,295,7	1,6512
600	3,409	1,210,0	1,323,5	1,6893	3,058	1,208,9	1,322,1	1,6767
700	3,763	1,249,6	1,374,9	1,7357	3,379	1,248,8	1,373,8	1,7234
800	4,110	1,289,3	1,426,2	1,7781	3,693	1,288,6	1,425,3	1,7660
900	4,453	1,329,4	1,477,7	1,8174	4,003	1,328,9	1,477,1	1,8055
1.000	4,793	1,370,2	1,529,8	1,8545	4,310	1,369,8	1,529,3	1,8425
1.100	5,131	1,411,7	1,582,6	1,8894	4,615	1,411,4	1,582,2	1,8776
1.200	5,467	1,454,0	1,636,1	1,9227	4,918	1,453,7	1,635,7	1,9109
	250 psia (<i>T</i> _{sat} = 401,0 °F)				300 psia (<i>T</i> _{sat} = 417,4 °F)			
Sat.	1,845	1,116,7	1,202,1	1,5274	1,544	1,118,2	1,203,9	1,5115
450	2,002	1,141,1	1,233,7	1,5632	1,636	1,135,4	1,226,2	1,5365
500	2,150	1,163,8	1,263,3	1,5948	1,766	1,159,5	1,257,5	1,5701
550	2,290	1,185,3	1,291,3	1,6233	1,888	1,181,9	1,286,7	1,5997
600	2,426	1,206,1	1,318,3	1,6494	2,004	1,203,2	1,314,5	1,6266
700	2,688	1,246,7	1,371,1	1,6970	2,227	1,244,0	1,368,3	1,6751
800	2,943	1,287,0	1,423,2	1,7301	2,442	1,285,4	1,421,0	1,7187
900	3,193	1,327,6	1,475,3	1,7799	2,653	1,326,3	1,473,6	1,7589
1.000	3,440	1,368,7	1,527,9	1,8172	2,860	1,367,7	1,526,5	1,7964
1.100	3,685	1,410,5	1,581,0	1,8524	3,066	1,409,6	1,579,8	1,8317
1.200	3,929	1,453,0	1,634,8	1,8858	3,270	1,452,2	1,633,8	1,8653
1.300	4,172	1,496,3	1,689,3	1,9177	3,473	1,495,6	1,688,4	1,8973
	350 psia (<i>T</i> _{sat} = 431,8 °F)				400 psia (<i>T</i> _{sat} = 444,7 °F)			
Sat.	1,327	1,119,0	1,204,9	1,4978	1,162	1,119,5	1,205,5	1,4856
450	1,373	1,129,2	1,218,2	1,5125	1,175	1,122,6	1,209,6	1,4901
500	1,491	1,154,9	1,251,5	1,5482	1,284	1,150,1	1,245,2	1,5282
550	1,600	1,178,3	1,281,9	1,5790	1,383	1,174,6	1,277,0	1,5605
600	1,703	1,200,3	1,310,6	1,6068	1,476	1,197,3	1,306,6	1,5892
700	1,898	1,242,5	1,365,4	1,6562	1,650	1,240,4	1,362,5	1,6397
800	2,085	1,283,8	1,418,8	1,7004	1,816	1,282,1	1,416,6	1,6844
900	2,267	1,325,0	1,471,8	1,7409	1,978	1,323,7	1,470,1	1,7252
1.000	2,446	1,366,6	1,525,0	1,7787	2,136	1,365,5	1,523,6	1,7632
1.100	2,624	1,408,7	1,578,6	1,8142	2,292	1,407,8	1,577,4	1,7989
1.200	2,799	1,451,5	1,632,8	1,8478	2,446	1,450,7	1,631,8	1,8327
1.300	2,974	1,495,0	1,687,6	1,8799	2,599	1,494,3	1,686,8	1,8648

Tabla A.14l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	450 psia (<i>T</i> _{sat} = 456,4 °F)				500 psia (<i>T</i> _{sat} = 467,1 °F)			
Sat.	1,033	1,119,6	1,205,6	1,4746	0,928	1,119,4	1,205,3	1,4645
500	1,123	1,145,1	1,238,5	1,5097	0,992	1,139,7	1,231,5	1,4923
550	1,215	1,170,7	1,271,9	1,5436	1,079	1,166,7	1,266,6	1,5279
600	1,300	1,194,3	1,302,5	1,5732	1,158	1,191,1	1,298,3	1,5585
700	1,458	1,238,2	1,359,6	1,6248	1,304	1,236,0	1,356,7	1,6112
800	1,608	1,280,5	1,414,4	1,6701	1,441	1,278,8	1,412,1	1,6571
900	1,752	1,322,4	1,468,3	1,7113	1,572	1,321,0	1,466,5	1,6987
1.000	1,894	1,364,4	1,522,2	1,7495	1,701	1,363,3	1,520,7	1,7471
1.100	2,034	1,406,9	1,576,3	1,7853	1,827	1,406,0	1,575,1	1,7731
1.200	2,172	1,450,0	1,630,8	1,8192	1,952	1,449,2	1,629,8	1,8072
1.300	2,308	1,493,7	1,685,9	1,8515	2,075	1,493,1	1,685,1	1,8395
1.400	2,444	1,538,1	1,741,7	1,8823	2,198	1,537,6	1,741,0	1,8704
	600 psia (<i>T</i> _{sat} = 486,3 °F)				700 psia (<i>T</i> _{sat} = 503,2 °F)			
Sat.	0,770	1,118,6	1,204,1	1,4464	0,656	1,117,0	1,202,0	1,4305
500	0,795	1,128,0	1,216,2	1,4592				
550	0,875	1,158,2	1,255,4	1,4990	0,728	1,149,0	1,243,2	1,4723
600	0,946	1,184,5	1,289,5	1,5320	0,793	1,177,5	1,280,2	1,5081
700	1,073	1,231,5	1,350,6	1,5872	0,907	1,226,9	1,344,4	1,5661
800	1,190	1,275,4	1,407,6	1,6343	1,011	1,272,0	1,402,9	1,6145
900	1,302	1,318,4	1,462,9	1,6766	1,109	1,315,6	1,459,3	1,6576
1.000	1,411	1,361,2	1,517,8	1,7155	1,204	1,358,9	1,514,9	1,6970
1.100	1,517	1,404,2	1,572,7	1,7519	1,296	1,402,4	1,570,2	1,7337
1.200	1,622	1,447,7	1,627,8	1,7861	1,387	1,446,2	1,625,8	1,7682
1.300	1,726	1,491,7	1,683,4	1,8186	1,476	1,490,4	1,681,7	1,8009
1.400	1,829	1,536,5	1,739,5	1,8497	1,565	1,535,3	1,738,1	1,8321
	800 psia (<i>T</i> _{sat} = 518,3 °F)				900 psia (<i>T</i> _{sat} = 532,1 °F)			
Sat.	0,569	1,115,0	1,199,3	1,4160	0,501	1,112,6	1,196,0	1,4027
550	0,615	1,138,8	1,229,9	1,4469	0,527	1,127,5	1,215,2	1,4219
600	0,677	1,170,1	1,270,4	1,4861	0,587	1,162,2	1,260,0	1,4652
650	0,732	1,197,2	1,305,6	1,5186	0,639	1,191,1	1,297,5	1,4999
700	0,783	1,222,1	1,338,0	1,5471	0,686	1,217,1	1,331,4	1,5297
800	0,876	1,268,5	1,398,2	1,5969	0,772	1,264,9	1,393,4	1,5810
900	0,964	1,312,9	1,455,6	1,6408	0,851	1,310,1	1,451,9	1,6257
1.000	1,048	1,356,7	1,511,9	1,6807	0,927	1,354,5	1,508,9	1,6662
1.100	1,130	1,400,5	1,567,8	1,7178	1,001	1,398,7	1,565,4	1,7036
1.200	1,210	1,444,6	1,623,8	1,7526	1,073	1,443,0	1,621,7	1,7386
1.300	1,289	1,489,1	1,680,0	1,7854	1,144	1,487,8	1,687,3	1,7717
1.400	1,367	1,534,2	1,736,6	1,8167	1,214	1,533,0	1,735,1	1,8031

Tabla A.14l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	1.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 544,7 °F)				1.200 psia (<i>T</i> _{sat} = 567,4 °F)			
Sat.	0,446	1.109,0	1.192,4	1,3903	0,362	1.103,5	1.183,9	1,3673
600	0,514	1.153,7	1.248,8	1,4450	0,402	1.134,4	1.223,6	1,4054
650	0,564	1.184,7	1.289,1	1,4822	0,450	1.170,9	1.270,8	1,4490
700	0,608	1.212,0	1.324,6	1,5135	0,491	1.201,3	1.310,2	1,4837
800	0,688	1.261,2	1.388,5	1,5665	0,562	1.253,7	1.378,4	1,5402
900	0,761	1.307,3	1.448,1	1,6120	0,626	1.301,5	1.440,4	1,5876
1.000	0,831	1.352,2	1.505,9	1,6530	0,685	1.347,5	1.499,7	1,6297
1.100	0,898	1.396,8	1.562,9	1,6908	0,743	1.393,0	1.557,9	1,6682
1.200	0,963	1.441,5	1.619,7	1,7261	0,798	1.438,3	1.615,5	1,7040
1.300	1,027	1.486,5	1.676,5	1,7593	0,853	1.483,8	1.673,1	1,7377
1.400	1,091	1.531,9	1.733,7	1,7909	0,906	1.529,6	1.730,7	1,7696
1.600	1,215	1.624,4	1.849,3	1,8499	1,011	1.622,6	1.847,1	1,8290
1.400 psia (<i>T</i> _{sat} = 587,2 °F)					1.600 psia (<i>T</i> _{sat} = 605,1 °F)			
Sat.	0,302	1.096,0	1.174,1	1,3461	0,255	1.087,4	1.162,9	1,3258
600	0,318	1.110,9	1.193,1	1,3641				
650	0,367	1.155,5	1.250,5	1,4171	0,303	1.137,8	1.227,4	1,3852
700	0,406	1.189,6	1.294,8	1,4562	0,342	1.177,0	1.278,1	1,4299
800	0,471	1.245,8	1.367,9	1,5168	0,403	1.237,7	1.357,0	1,4953
900	0,529	1.295,6	1.432,5	1,5661	0,466	1.289,5	1.424,4	1,5468
1.000	0,582	1.342,8	1.493,5	1,6094	0,504	1.338,0	1.487,1	1,5913
1.100	0,632	1.389,1	1.552,8	1,6487	0,549	1.385,2	1.547,7	1,6315
1.200	0,681	1.435,1	1.611,4	1,6851	0,592	1.431,8	1.607,1	1,6684
1.300	0,728	1.481,1	1.669,6	1,7192	0,634	1.478,3	1.666,1	1,7029
1.400	0,774	1.527,2	1.727,8	1,7513	0,675	1.524,9	1.724,8	1,7354
1.600	0,865	1.620,8	1.844,8	1,8111	0,755	1.619,0	1.842,6	1,7955
1.800 psia (<i>T</i> _{sat} = 621,2 °F)					2.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 636,0 °F)			
Sat.	0,218	1.077,7	1.150,4	1,3060	0,188	1.066,6	1.136,3	1,2861
650	0,251	1.117,0	1.200,4	1,3517	0,206	1.091,1	1.167,2	1,3141
700	0,291	1.163,1	1.259,9	1,4042	0,249	1.147,7	1.239,8	1,3782
750	0,322	1.198,6	1.305,9	1,4430	0,280	1.187,3	1.291,1	1,4216
800	0,350	1.229,1	1.345,7	1,4753	0,307	1.220,1	1.333,8	1,4562
900	0,399	1.283,2	1.416,1	1,5291	0,353	1.276,8	1.407,6	1,5126
1.000	0,443	1.333,1	1.480,7	1,5749	0,395	1.328,1	1.474,1	1,5598
1.100	0,484	1.381,2	1.542,5	1,6159	0,433	1.377,2	1.537,2	1,6017
1.200	0,524	1.428,5	1.602,9	1,6534	0,469	1.425,2	1.598,6	1,6398
1.300	0,561	1.475,5	1.662,5	1,6883	0,503	1.472,7	1.659,0	1,6751
1.400	0,598	1.522,5	1.721,8	1,7211	0,537	1.520,2	1.718,8	1,7082
1.600	0,670	1.617,2	1.840,4	1,7817	0,602	1.615,4	1.838,2	1,7692

Tabla A.14l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	2.500 psia (<i>T</i> _{sat} = 668,3 °F)				3.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 695,5 °F)			
Sat.	0,1306	1.031.0	1.091.4	1,2327	0,0840	968,8	1.015,5	1.1575
700	0,1684	1.098.7	1.176.6	1.3073	0,0977	1.003,9	1.058,1	1,1944
750	0,2030	1.155,2	1.249.1	1.3686	0,1483	1.114,7	1.197,1	1.3122
800	0,2291	1.195.7	1.301.7	1,4112	0,1757	1.167,6	1.265,2	1,3675
900	0,2712	1.259.9	1.385.4	1.4752	0,2160	1.241.8	1.361,7	1,4414
1.000	0,3069	1.315,2	1.457,2	1,5262	0,2485	1.301,7	1.439,6	1,4967
1.100	0,3393	1.366.8	1.523,8	1,5704	0,2772	1.356,2	1.510,1	1,5434
1.200	0,3696	1.416,7	1.587,7	1,6101	0,3086	1.408,0	1.576,6	1,5848
1.300	0,3984	1.465.7	1.650,0	1,6465	0,3285	1.458,5	1.640,9	1,6224
1.400	0,4261	1.514,2	1.711,3	1,6804	0,3524	1.508,1	1.703,7	1,6571
1.500	0,4531	1.562,5	1.772,1	1,7123	0,3754	1.557,3	1.765,7	1,6896
1.600	0,4795	1.610.8	1.832,6	1,7424	0,3978	1.606,3	1.827,1	1,7201
	3.500 psia				4.000 psia			
650	0,0249	663,5	679,7	0,8630	0,0245	657,7	675,8	0,8574
700	0,0306	759,5	779,3	0,9506	0,0287	742,1	763,4	0,9345
750	0,1046	1.058,4	1.126,1	1,2440	0,0633	960,7	1.007,5	1,1395
800	0,1363	1.134,7	1.223,0	1,3226	0,1052	1.095,0	1.172,9	1,2740
900	0,1763	1.222,4	1.336,5	1,4096	0,1462	1.201,5	1.309,7	1,3789
1.000	0,2066	1.287,6	1.421,4	1,4699	0,1752	1.272,9	1.402,6	1,4449
1.100	0,2328	1.345,2	1.496,0	1,5193	0,1995	1.333,9	1.481,6	1,4973
1.200	0,2566	1.399,2	1.565,3	1,5624	0,2213	1.390,1	1.553,9	1,5423
1.300	0,2787	1.451,1	1.631,7	1,6012	0,2414	1.443,7	1.622,4	1,5823
1.400	0,2997	1.501,9	1.696,1	1,6368	0,2603	1.495,7	1.688,4	1,6188
1.500	0,3199	1.552,0	1.759,2	1,6699	0,2784	1.546,7	1.752,8	1,6526
1.600	0,3395	1.601,7	1.831,6	1,7010	0,2959	1.597,1	1.816,1	1,6841
	4.400 psia				4.800 psia			
650	0,0242	653,6	673,3	0,8535	0,0237	649,8	671,0	0,8499
700	0,0278	732,7	755,3	0,9257	0,0271	725,1	749,1	0,9187
750	0,0415	870,8	904,6	1,0513	0,0352	832,6	863,9	1,0154
800	0,0844	1.056,5	1.125,3	1,2306	0,0668	1.011,2	1.070,5	1,1827
900	0,1270	1.183,7	1.287,1	1,3548	0,1109	1.164,8	1.263,4	1,3310
1.000	0,1552	1.260,8	1.387,2	1,4260	0,1385	1.248,3	1.317,4	1,4078
1.100	0,1784	1.324,7	1.469,9	1,4809	0,1608	1.315,3	1.458,1	1,4653
1.200	0,1989	1.382,8	1.544,7	1,5274	0,1802	1.375,4	1.535,4	1,5133
1.300	0,2176	1.437,7	1.614,9	1,5685	0,1979	1.431,7	1.607,4	1,5555
1.400	0,2352	1.490,7	1.682,3	1,6057	0,2143	1.485,7	1.676,1	1,5934
1.500	0,2520	1.542,7	1.747,6	1,6399	0,2300	1.538,2	1.742,5	1,6282
1.600	0,2681	1.593,4	1.811,7	1,6718	0,2450	1.589,8	1.807,4	1,6605

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables». Wiley, New York, 1969.

Tabla A.15I. Propiedades del agua: tabla del líquido comprimido

(*v*, ft³/lb_m; *u* y *h*, Btu/lb_m; *s*, Btu/(lb_m · °R))

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	500 psia (<i>T</i> _{sat} = 467,1 °F)				1.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 544,7 °F)			
32	0,015994	0,00	1,49	0,00000	0,015967	0,03	2,99	0,00005
50	0,015998	18,02	19,50	0,03599	0,015972	17,99	20,94	0,03592
100	0,016106	67,87	69,36	0,12932	0,016082	67,70	70,68	0,12901
150	0,016318	117,66	119,17	0,21457	0,016293	117,38	120,40	0,21410
200	0,016608	167,65	169,19	0,29341	0,016580	167,26	170,32	0,29281
300	0,017416	268,92	270,53	0,43641	0,017379	268,24	271,46	0,43552
400	0,018608	373,68	375,40	0,56604	0,018550	372,55	375,98	0,56472
Sat.	0,019748	447,70	449,53	0,64904	0,021591	538,39	542,38	0,74320
1.500 psia (<i>T</i> _{sat} = 596,4 °F)				2.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 636,0 °F)				
32	0,015939	0,05	4,47	0,00007	0,015912	0,06	5,95	0,00008
50	0,015946	17,95	22,38	0,03584	0,015920	17,91	23,81	0,03575
100	0,016058	67,53	71,99	0,12870	0,016034	67,37	73,30	0,12839
150	0,016268	117,10	121,62	0,21364	0,016244	116,83	122,84	0,21318
200	0,016554	166,87	171,46	0,29221	0,016527	166,49	172,60	0,29162
300	0,017343	267,58	272,39	0,43463	0,017308	266,93	273,33	0,43376
400	0,018493	371,45	376,59	0,56343	0,018439	370,38	377,21	0,56216
500	0,02024	481,8	487,4	0,6853	0,02014	479,8	487,3	0,6832
Sat.	0,02346	605,0	611,5	0,8082	0,02565	662,4	671,9	0,8623
2.500 psia (<i>T</i> _{sat} = 668,3 °F)				3.000 psia (<i>T</i> _{sat} = 695,5 °F)				
32	0,015885	0,08	7,43	0,00009	0,015859	0,09	8,90	0,00009
50	0,015895	17,88	25,23	0,03566	0,015870	17,84	26,65	0,03555
100	0,016010	67,20	74,61	0,12808	0,015987	67,04	75,91	0,12777
150	0,016220	116,56	124,07	0,21272	0,016196	116,30	125,29	0,21226
200	0,016501	166,11	173,75	0,29104	0,016476	165,74	174,89	0,29046
300	0,017274	266,29	274,28	0,43290	0,017240	265,66	275,23	0,43205
400	0,018386	369,34	377,84	0,56092	0,018334	368,32	378,50	0,55970
Sat.	0,02860	717,7	730,9	0,9131	0,034310	783,5	802,5	0,9732
3.500 psia				4.000 psia				
32	0,015833	0,10	10,36	0,00009	0,015807	0,10	11,80	0,00005
50	0,015845	17,80	28,06	0,03545	0,015821	17,76	29,47	0,03534
100	0,015964	66,88	77,22	0,12746	0,015942	66,72	78,52	0,12714
150	0,016173	116,03	126,51	0,21181	0,016150	115,77	127,73	0,21136
200	0,016450	165,38	176,03	0,28988	0,016425	165,02	177,18	0,28931
300	0,017206	265,04	276,19	0,43121	0,017174	264,43	277,15	0,43038
400	0,018284	367,32	379,16	0,55851	0,018235	366,35	379,85	0,55734

FUENTE: J. H. Keenan, F. G. Keyes, P. G. Hill y J. G. Moore, «Steam Tables», Wiley, New York, 1969

Tabla A.16I. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂) en saturación: tabla de temperatura

(*v*, ft³/lb_m; *u* Btu/lb_m; *h*, Btu/lb_m; *s*, Btu/(lb_m · °R))

Temp., °F <i>T</i>	Pres., psia <i>P</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía		Temp., °F
		Líquido sat. <i>v</i> _f	Vapor sat. <i>v</i> _g	Líquido sat. <i>u</i> _f	Vapor sat. <i>u</i> _g	Líquido sat. <i>h</i> _f	Evap. <i>h</i> _{fg}	Vapor sat. <i>h</i> _g	Líquido sat. <i>s</i> _f	Vapor sat. <i>s</i> _g	
−40	7,490	0,01130	5,7173	−0,02	87,90	0,00	95,82	95,82	0,0000	0,2283	−40
−30	9,920	0,01143	4,3911	2,81	89,26	2,83	94,49	97,32	0,0067	0,2266	−30
−20	12,949	0,01156	3,4173	5,69	90,62	5,71	93,10	98,81	0,0133	0,2250	−20
−15	14,718	0,01163	3,0286	7,14	91,30	7,17	92,38	99,55	0,0166	0,2243	−15
−10	16,674	0,01170	2,6918	8,61	91,98	8,65	91,64	100,29	0,0199	0,2236	−10
−5	18,831	0,01178	2,3992	10,09	92,66	10,13	90,89	101,02	0,0231	0,2230	−5
0	21,203	0,01185	2,1440	11,58	93,33	11,63	90,12	101,75	0,0264	0,2224	0
5	23,805	0,01193	1,9028	13,09	94,01	13,14	89,33	102,47	0,0296	0,2219	5
10	26,651	0,01200	1,7251	14,60	94,68	14,66	88,53	103,19	0,0329	0,2214	10
15	29,756	0,01208	1,5529	16,13	95,35	16,20	87,71	103,90	0,0361	0,2209	15
20	33,137	0,01216	1,4009	17,67	96,02	17,74	86,87	104,61	0,0393	0,2205	20
25	36,809	0,01225	1,2666	19,22	96,69	19,30	86,02	105,32	0,0426	0,2200	25
30	40,788	0,01233	1,1474	20,78	97,35	20,87	85,14	106,01	0,0458	0,2196	30
40	49,738	0,01251	0,9470	23,94	98,67	24,05	83,34	107,39	0,0522	0,2189	40
50	60,125	0,01270	0,7871	27,14	99,98	27,28	81,46	108,74	0,0585	0,2183	50
60	72,092	0,01290	0,6584	30,39	101,27	30,56	79,49	110,05	0,0648	0,2178	60
70	85,788	0,01311	0,5538	33,68	102,54	33,89	77,44	111,33	0,0711	0,2173	70
80	101,37	0,01334	0,4682	37,02	103,78	37,27	75,29	112,56	0,0774	0,2169	80
85	109,92	0,01346	0,4312	38,72	104,39	38,99	74,17	113,16	0,0805	0,2167	85
90	118,99	0,01358	0,3975	40,42	105,00	40,72	73,03	113,75	0,0836	0,2165	90
95	128,62	0,01371	0,3668	42,14	105,60	42,47	71,86	114,33	0,0867	0,2163	95
100	138,83	0,01385	0,3388	43,87	106,18	44,23	70,66	114,89	0,0898	0,2161	100
105	149,63	0,01399	0,3131	45,62	106,76	46,01	69,42	115,43	0,0930	0,2159	105
110	161,04	0,01414	0,2896	47,39	107,33	47,81	68,15	115,96	0,0961	0,2157	110
115	173,10	0,01429	0,2680	49,17	107,88	49,63	66,84	116,47	0,0992	0,2155	115
120	185,82	0,01445	0,2481	50,97	108,42	51,47	65,48	116,95	0,1023	0,2153	120
140	243,86	0,01520	0,1827	58,39	110,41	59,08	59,57	118,65	0,1150	0,2143	140
160	314,63	0,01617	0,1341	66,26	111,97	67,20	52,58	119,78	0,1280	0,2128	160
180	400,22	0,01758	0,0964	74,83	112,77	76,13	43,78	119,91	0,1417	0,2101	180
200	503,52	0,02014	0,0647	84,90	111,66	86,77	30,92	117,69	0,1575	0,2044	200
210	563,51	0,02329	0,0476	91,84	108,48	94,27	19,18	113,45	0,1684	0,1971	210

FUENTE: Las Tablas A.16I hasta la A.18I se han obtenido mediante un programa de ordenador proporcionado por R. S. Basu, Allied Signal Corporation. Fuente de la literatura: D. P. Wilson y R. S. Basu, «Thermodynamic Properties of a New Stratospherically Safe Working Fluid-Refrigerant 134a», *ASHRAE Trans.*, **94** (pt. 2), 2095-2118, 1988.

Tabla A.17I. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂) en saturación: tabla de presión

(*v*, ft³/lb_m; *u*, Btu/lb_m; *h*, Btu/lb_m; *s*, Btu/(lb_m · °R))

Pres., psia <i>P</i>	Temp., °F <i>T</i>	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía		Pres., psia <i>P</i>
		Líquido sat. <i>v_f</i>	Vapor sat. <i>v_g</i>	Líquido sat. <i>u_f</i>	Vapor sat. <i>u_g</i>	Líquido sat. <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Vapor sat. <i>h_g</i>	Líquido sat. <i>s_f</i>	Vapor sat. <i>s_g</i>	
5	-53,48	0,01113	8,3508	-3,74	86,07	-3,73	97,53	93,79	-0,090	0,2311	5
10	-29,71	0,01143	4,3581	2,89	89,30	2,91	94,45	97,37	0,0068	0,2265	10
15	-14,25	0,01164	2,9747	7,36	91,40	7,40	92,27	99,66	0,0171	0,2242	15
20	-2,48	0,01181	2,2661	10,84	93,00	10,89	90,50	101,39	0,0248	0,2227	20
30	15,38	0,01209	1,5408	16,24	95,40	16,31	87,65	103,96	0,0364	0,2209	30
40	29,04	0,01232	1,1692	20,48	97,23	20,57	85,31	105,88	0,0452	0,2197	40
50	40,27	0,01252	0,9422	24,02	98,71	24,14	83,29	107,43	0,0523	0,2189	50
60	49,89	0,01270	0,7887	27,10	99,96	27,24	81,48	108,72	0,0584	0,2183	60
70	58,35	0,01286	0,6778	29,85	101,05	30,01	79,82	109,83	0,0638	0,2179	70
80	65,93	0,01302	0,5938	32,33	102,02	32,53	78,28	110,81	0,0686	0,2175	80
90	72,83	0,01317	0,5278	34,62	102,89	34,84	76,84	111,68	0,0729	0,2172	90
100	79,17	0,01332	0,4747	36,75	103,68	36,99	75,47	112,46	0,0768	0,2169	100
120	90,54	0,01360	0,3941	40,61	105,06	40,91	72,91	113,82	0,0839	0,2165	120
140	100,56	0,01386	0,3358	44,07	106,25	44,43	70,52	114,95	0,0902	0,2161	140
160	109,56	0,01412	0,2916	47,23	107,28	47,65	68,26	115,91	0,0958	0,2157	160
180	117,74	0,01438	0,2569	50,16	108,18	50,64	66,10	116,74	0,1009	0,2154	180
200	125,28	0,01463	0,2288	52,90	108,98	53,44	64,01	117,44	0,1057	0,2151	200
220	132,27	0,01489	0,2056	55,48	109,68	56,09	61,96	118,05	0,1101	0,2147	220
240	138,79	0,01515	0,1861	57,93	110,30	58,61	59,96	118,56	0,1142	0,2144	240
260	144,92	0,01541	0,1695	60,28	110,84	61,02	57,97	118,99	0,1181	0,2140	260
280	150,70	0,01568	0,1550	62,53	111,31	63,34	56,00	119,35	0,1219	0,2136	280
300	156,17	0,01596	0,1424	64,71	111,72	65,59	54,03	119,62	0,1254	0,2132	300

Tabla A.18I. Propiedades del refrigerante 134a (CF₃H₂): tabla del vapor sobrecalentado

(*v*, ft³/lb_m; *u* y *h*, Btu/lb_m; *s*, Btu/(lb_m · °R))

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
10 psia (<i>T</i> _{sat} = -29,71 °F)					15 psia (<i>T</i> _{sat} = -14,25 °F)			
Sat.	4,3581	89,30	97,37	0,2265	2,9747	91,40	99,66	0,2242
-20	4,4718	90,89	99,17	0,2307				
0	4,7026	94,24	102,94	0,2391	3,0893	93,84	102,42	0,2303
20	4,9297	97,67	106,79	0,2472	3,2468	97,33	106,34	0,2386
40	5,1539	101,19	110,72	0,2553	3,4012	100,89	110,33	0,2468
60	5,3758	104,80	114,74	0,2632	3,5533	104,54	114,40	0,2548
80	5,5959	108,50	118,85	0,2709	3,7034	108,28	118,56	0,2626
100	5,8145	112,29	123,05	0,2786	3,8520	112,10	122,79	0,2703
120	6,0318	116,18	127,34	0,2861	3,9993	116,01	127,11	0,2779
140	6,2482	120,16	131,72	0,2935	4,1456	120,00	131,51	0,2854
160	6,4638	124,23	136,19	0,3009	4,2911	124,09	136,00	0,2927
180	6,6786	128,38	140,74	0,3081	4,4359	128,26	140,57	0,3000
20 psia (<i>T</i> _{sat} = -2,48 °F)					30 psia (<i>T</i> _{sat} = 15,38 °F)			
Sat.	2,2661	93,00	101,39	0,2227	1,5408	95,40	103,96	0,2209
0	2,2816	93,43	101,88	0,2238				
20	2,4046	96,98	105,88	0,2323	1,5611	96,26	104,92	0,2229
40	2,5244	100,59	109,94	0,2406	1,6465	99,98	109,12	0,2315
60	2,6416	104,28	114,06	0,2487	1,7293	103,75	113,35	0,2398
80	2,7569	108,05	118,25	0,2566	1,8098	107,59	117,63	0,2478
100	2,8705	111,90	122,52	0,2644	1,8887	111,49	121,98	0,2558
120	2,9829	115,83	126,87	0,2720	1,9662	115,47	126,39	0,2635
140	3,0942	119,85	131,30	0,2795	2,0426	119,53	130,87	0,2711
160	3,2047	123,95	135,81	0,2869	2,1181	123,66	135,42	0,2786
180	3,3144	128,13	140,40	0,2922	2,1929	127,88	140,05	0,2859
200	3,4236	132,40	145,07	0,3014	2,2671	132,17	144,76	0,2932
40 psia (<i>T</i> _{sat} = 29,04 °F)					50 psia (<i>T</i> _{sat} = 40,27 °F)			
Sat.	1,1692	97,23	105,88	0,2197	0,9422	98,71	107,43	0,2189
40	1,2065	99,33	108,26	0,2245				
60	1,2723	103,20	112,62	0,2331	0,9974	102,62	111,85	0,2276
80	1,3357	107,11	117,00	0,2414	1,0508	106,62	116,34	0,2361
100	1,3973	111,08	121,42	0,2494	1,1022	110,65	120,85	0,2443
120	1,4575	115,11	125,90	0,2573	1,1520	114,74	125,39	0,2523
140	1,5165	119,21	130,43	0,2650	1,2007	118,88	129,99	0,2601
160	1,5746	123,38	135,03	0,2725	1,2484	123,08	134,64	0,2677
180	1,6319	127,62	139,70	0,2799	1,2953	127,36	139,34	0,2752
200	1,6887	131,94	144,44	0,2872	1,3415	131,71	144,12	0,2825
220	1,7449	136,34	149,25	0,2944	1,3873	136,12	148,96	0,2897
240	1,8006	140,81	154,14	0,3015	1,4326	140,61	153,87	0,2969

Tabla A.18l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	60 psia (<i>T</i> _{sat} = 49,89 °F)				70 psia (<i>T</i> _{sat} = 58,35 °F)			
Sat.	0,7887	99,96	108,72	0,2183	0,6778	101,05	109,83	0,2179
60	0,8135	102,03	111,06	0,2229	0,6814	101,40	110,23	0,2186
80	0,8604	106,11	115,66	0,2316	0,7239	105,58	114,96	0,2276
100	0,9051	110,21	120,26	0,2399	0,7640	109,76	119,66	0,2361
120	0,9482	114,35	124,88	0,2480	0,8023	113,96	124,36	0,2444
140	0,9900	118,54	129,53	0,2559	0,8393	118,20	129,07	0,2524
160	1,0308	122,79	134,23	0,2636	0,8752	122,49	133,82	0,2601
180	1,0707	127,10	138,98	0,2712	0,9103	126,83	138,62	0,2678
200	1,1100	131,47	143,79	0,2786	0,9446	131,23	143,46	0,2752
220	1,1488	135,91	148,66	0,2859	0,9784	135,69	148,36	0,2825
240	1,1871	140,42	153,60	0,2930	1,0118	140,22	153,33	0,2897
260	1,2251	145,00	158,60	0,3001	1,0448	144,82	158,35	0,2968
80 psia (<i>T</i> _{sat} = 65,93 °F)				90 psia (<i>T</i> _{sat} = 72,83 °F)				
Sat.	0,5938	102,02	110,81	0,2175	0,5278	102,89	111,68	0,2172
80	0,6211	105,03	114,23	0,2239	0,5408	104,46	113,47	0,2205
100	0,6579	109,30	119,04	0,2327	0,5751	108,82	118,39	0,2295
120	0,6927	113,56	123,82	0,2411	0,6073	113,15	123,27	0,2380
140	0,7261	117,85	128,60	0,2492	0,6380	117,50	128,12	0,2463
160	0,7584	122,18	133,41	0,2570	0,6675	121,87	132,98	0,2542
180	0,7898	126,55	138,25	0,2647	0,6961	126,28	137,87	0,2620
200	0,8205	130,98	143,13	0,2722	0,7239	130,73	142,79	0,2696
220	0,8506	135,47	148,06	0,2796	0,7512	135,25	147,76	0,2770
240	0,8803	140,02	153,05	0,2868	0,7779	139,82	152,77	0,2843
260	0,9095	144,63	158,10	0,2940	0,8043	144,45	157,84	0,2914
280	0,9384	149,32	163,21	0,3010	0,8303	149,15	162,97	0,2984
100 psia (<i>T</i> _{sat} = 79,17 °F)				120 psia (<i>T</i> _{sat} = 90,54 °F)				
Sat.	0,4747	103,68	112,46	0,2169	0,3941	105,06	113,82	0,2165
80	0,4761	103,87	112,68	0,2173				
100	0,5086	108,32	117,73	0,2265	0,4080	107,26	116,32	0,2210
120	0,5388	112,73	122,70	0,2352	0,4355	111,84	121,52	0,2301
140	0,5674	117,13	127,63	0,2436	0,4610	116,37	126,61	0,2387
160	0,5947	121,55	132,55	0,2517	0,4852	120,89	131,66	0,2470
180	0,6210	125,99	137,49	0,2595	0,5082	125,42	136,70	0,2550
200	0,6466	130,48	142,45	0,2671	0,5305	129,97	141,75	0,2628
220	0,6716	135,02	147,45	0,2746	0,5520	134,56	146,82	0,2704
240	0,6960	139,61	152,49	0,2819	0,5731	139,20	151,92	0,2778
260	0,7201	144,26	157,59	0,2891	0,5937	143,89	157,07	0,2850
280	0,7438	148,98	162,74	0,2962	0,6140	148,63	162,26	0,2921

Tabla A.18l. (Continuación)

Temp., °F	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>v</i>	<i>u</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
	140 psia (<i>T</i> _{sat} = 100,56 °F)				160 psia (<i>T</i> _{sat} = 109,55 °F)			
Sat.	0,3358	106,25	114,95	0,2161	0,2916	107,28	115,91	0,2157
120	0,3610	110,90	120,25	0,2254	0,3044	109,88	118,89	0,2209
140	0,3846	115,58	125,54	0,2344	0,3269	114,73	124,41	0,2303
160	0,4066	120,21	130,74	0,2429	0,3474	119,49	129,78	0,2391
180	0,4274	124,82	135,89	0,2511	0,3666	124,20	135,06	0,2475
200	0,4474	129,44	141,03	0,2590	0,3849	128,90	140,29	0,2555
220	0,4666	134,09	146,18	0,2667	0,4023	133,61	145,52	0,2633
240	0,4852	138,77	151,34	0,2742	0,4192	138,34	150,75	0,2709
260	0,5034	143,50	156,54	0,2815	0,4356	143,11	156,00	0,2783
280	0,5212	148,28	161,78	0,2887	0,4516	147,92	161,29	0,2856
300	0,5387	153,11	167,06	0,2957	0,4672	152,78	166,61	0,2927
320	0,5559	157,99	172,39	0,3026	0,4826	157,69	171,98	0,2996
180 psia (<i>T</i> _{sat} = 117,74 °F)				200 psia (<i>T</i> _{sat} = 125,28 °F)				
Sat.	0,2569	108,18	116,74	0,2154	0,2288	108,98	117,44	0,2151
120	0,2595	108,77	117,41	0,2166				
140	0,2814	113,83	123,21	0,2264	0,2446	112,87	121,92	0,2226
160	0,3011	118,74	128,77	0,2355	0,2636	117,94	127,70	0,2321
180	0,3191	123,56	134,19	0,2441	0,2809	122,88	133,28	0,2410
200	0,3361	128,34	139,53	0,2524	0,2970	127,76	138,75	0,2494
220	0,3523	133,11	144,84	0,2603	0,3121	132,60	144,15	0,2575
240	0,3678	137,90	150,15	0,2680	0,3266	137,44	149,53	0,2653
260	0,3828	142,71	155,46	0,2755	0,3405	142,30	154,90	0,2728
280	0,3974	147,55	160,79	0,2828	0,3540	147,18	160,28	0,2802
300	0,4116	152,44	166,15	0,2899	0,3671	152,10	165,69	0,2874
320	0,4256	157,38	171,55	0,2969	0,3799	157,07	171,13	0,2945
300 psia (<i>T</i> _{sat} = 156,17 °F)				400 psia (<i>T</i> _{sat} = 179,95 °F)				
Sat.	0,1424	111,72	119,62	0,2132	0,0965	112,77	119,91	0,2102
160	0,1462	112,95	121,07	0,2155				
180	0,1633	118,93	128,00	0,2265	0,0965	112,79	119,93	0,2102
200	0,1777	124,47	134,34	0,2363	0,1143	120,14	128,60	0,2235
220	0,1905	129,79	140,36	0,2453	0,1275	126,35	135,79	0,2343
240	0,2021	134,99	146,21	0,2537	0,1386	132,12	142,38	0,2438
260	0,2130	140,12	151,95	0,2618	0,1484	137,65	148,64	0,2527
280	0,2234	145,23	157,63	0,2696	0,1575	143,06	154,72	0,2610
300	0,2333	150,33	163,28	0,2772	0,1660	148,39	160,67	0,2689
320	0,2428	155,44	168,92	0,2845	0,1740	153,69	166,57	0,2766
340	0,2521	160,57	174,56	0,2916	0,1816	158,97	172,42	0,2840
360	0,2611	165,74	180,23	0,2986	0,1890	164,26	178,26	0,2912

Tabla A.19I. Propiedades del nitrógeno (N₂) en saturación: tabla de temperatura y presión

(v, ft ³ /lb _m ; u y h, Btu/lb _m ; s, Btu/(lb _m · °R))										
Temp., °R T	Pres., psia P	Volumen específico		Energía interna		Entalpía			Entropía	
		Líquido sat. v _f	Vapor sat. v _g	Líquido sat. u _f	Vapor sat. u _g	Líquido sat. h _f	Evap. h _{fg}	Vapor sat. h _g	Líquido sat. s _f	Vapor sat. s _g
113,7*	1,82	0,0185	23,73	35,32	119,91	35,33	92,59	127,90	0,5802	1,395
120,0	3,34	0,0188	13,56	38,33	120,93	38,34	90,98	129,32	0,6060	0,365
130,0	7,67	0,0193	6,321	43,19	122,47	43,22	88,22	131,44	0,6449	1,324
139,2	14,70	0,0198	3,473	47,71	123,77	47,77	85,45	133,22	0,6785	1,293
140,0	15,46	0,0199	3,315	48,09	123,87	48,15	85,21	133,36	0,6812	1,290
150,0	28,19	0,0205	1,899	53,02	125,11	53,13	81,89	135,02	0,7153	1,262
160,0	47,52	0,0213	1,164	58,00	126,14	58,19	78,19	136,38	0,7474	1,236
170,0	75,18	0,0222	0,750	63,08	126,91	63,39	73,96	137,35	0,7782	1,214
180,0	113,0	0,0233	0,502	68,30	127,36	68,79	69,07	137,86	0,8082	1,192
190,0	162,8	0,0246	0,344	73,75	127,40	74,49	63,28	137,77	0,8378	1,171
200,0	226,9	0,0262	0,239	79,52	126,84	80,62	56,24	136,86	0,8677	1,149
210,0	307,3	0,0285	0,164	85,86	125,33	87,48	47,20	134,68	0,8992	1,124
220,0	406,9	0,0325	0,107	93,57	121,80	96,01	33,85	129,86	0,9363	1,090
226,0	477,9	0,0394	0,071	101,46	115,66	104,95	16,97	121,92	0,9742	1,049
227,2*	493,1	0,051	0,051	108,59	108,59	113,25	0	113,25	1,010	1,010

Nota: El punto triple es 113,7 °R y el punto crítico, 227,2 °R.
FUENTE: Valores adaptados de National Bureau of Standards, Technical Note 648, 1973.

Tabla A.20I. Propiedades del nitrógeno (N₂): tabla del vapor sobrecalentado

(v, ft ³ /lb _m ; u y h, Btu/lb _m ; s, Btu/(lb _m · °R))								
Temp., °R	v	u	h	s	v	u	h	s
	20 psia (T _{sat} = 144,1 °R)				50 psia (T _{sat} = 161,0 °R)			
200	3,755	134,83	148,73	1,364	1,454	133,97	147,44	1,295
250	4,740	143,87	161,42	1,421	1,866	143,30	160,58	1,354
300	5,714	152,82	173,98	1,467	2,266	152,40	173,38	1,400
350	6,682	161,74	186,49	1,505	2,659	161,41	186,03	1,439
400	7,647	170,65	198,97	1,539	3,050	170,37	198,61	1,473
450	8,610	179,54	211,4	1,568	3,438	179,30	211,1	1,502
500	9,572	188,42	223,9	1,594	3,826	188,22	223,6	1,529
550	10,53	197,31	236,3	1,618	4,212	197,13	236,1	1,553
100 psia (T _{sat} = 176,9 °R)					200 psia			
200	0,684	132,40	145,07	1,238	0,289	128,33	139,04	1,166
250	0,908	142,31	159,13	1,300	0,427	140,18	156,01	1,243
300	1,116	151,68	172,36	1,349	0,542	150,19	170,25	1,295
350	1,319	160,84	185,26	1,389	0,649	159,69	183,71	1,336
400	1,518	169,90	198,01	1,423	0,752	168,96	196,81	1,371
450	1,715	178,91	210,7	1,452	0,853	178,12	209,7	1,401
500	1,910	187,88	223,3	1,479	0,953	187,20	222,5	1,428
550	2,105	196,83	235,8	1,503	1,052	196,23	235,2	1,453
500 psia					1.000 psia			
250	0,132	131,52	143,78	1,141	0,038	106,30	113,40	0,994
300	0,197	145,25	163,45	1,213	0,083	135,26	150,59	1,131
350	0,247	156,09	178,96	1,261	0,115	149,67	170,95	1,194
400	0,293	166,10	193,23	1,299	0,142	161,23	187,45	1,238
450	0,337	175,73	206,9	1,331	0,166	171,77	202,5	1,274
500	0,379	185,16	220,3	1,359	0,189	181,81	216,8	1,304
550	0,421	194,46	233,4	1,384	0,211	191,56	230,6	1,330
2.000 psia					3.000 psia			
250	0,029	95,00	115,61	0,939	0,026	90,47	114,97	0,917
300	0,040	118,41	133,17	1,040	0,032	110,73	128,60	1,003
350	0,055	137,38	157,78	1,116	0,040	128,97	151,34	1,073
400	0,070	151,93	177,78	1,169	0,049	144,47	171,81	1,128
450	0,083	164,27	195,11	1,210	0,058	157,89	190,16	1,171
500	0,096	175,50	211,0	1,244	0,066	169,99	207,0	1,206
550	0,108	186,11	226,0	1,272	0,075	181,28	222,8	1,237

FUENTE: Valores adaptados de National Bureau of Standards, Technical Note 648, 1973.

Tabla A.21l. Propiedades termodinámicas del potasio

(*T*, °R; *P*, psia; *v*, ft³/lb_m; *h*, Btu/lb_m; *s*, Btu/(lb_m · °R))

A. Saturación: tabla de temperatura							
<i>T</i>	<i>P</i>	<i>v_f</i>	<i>v_g</i>	<i>h_f</i>	<i>h_g</i>	<i>s_f</i>	<i>s_g</i>
1.500	1,523	0,0225	261,13	291,7	1.170,8	0,6279	1,2140
1.600	3,210	0,0229	130,62	310,4	1.176,6	0,6400	1,1813
1.700	6,185	0,0234	71,09	329,6	1.181,8	0,6516	1,1529
1.800	11,060	0,0239	41,49	349,3	1.186,6	0,6628	1,1280
B. Tabla del vapor sobrecalentado							
<i>P</i>	<i>v</i>	<i>h</i>	<i>s</i>	<i>P</i>	<i>v</i>	<i>h</i>	<i>s</i>
2.000 °R (<i>P</i> _{sat} = 29,58 psia)				2.200 °R (<i>P</i> _{sat} = 65,83 psia)			
Sat.	16,71	1.195,0	1,0867	Sat.	8,01	1.203,5	1,0547
20,0	25,58	1.213,7	1,1143	50,0	10,89	1.220,8	1,0749
14,0	27,34	1.225,5	1,1372	40,0	13,89	1.232,0	1,0904
8,0	66,73	1.237,3	1,1705	30,0	18,91	1.243,5	1,1092
2.400 °R (<i>P</i> _{sat} = 127,7 psia)				2.600 °R (<i>P</i> _{sat} = 222,9 psia)			
Sat.	4,37	1.214,0	1,0303	Sat.	2,63	1.224,4	1,0108
110	5,19	1.225,2	1,0415	150	4,16	1.255,2	1,0398
90	6,50	1.238,5	1,0559	130	4,88	1.264,3	1,0497
70	8,57	1.252,3	1,0732	110	5,87	1.273,5	1,0608
50	12,32	1.266,5	1,0949	90	7,30	1.283,1	1,0738

FUENTE: Air Force Aero Propulsion Laboratory. Technical Report 66-104, 1966.

Tabla A.22l. Constantes de las ecuaciones de estado de Benedict-Webb-Rubin, Redlich-Kwong y Van der Waals

1. Benedict-Webb-Rubin; las unidades son atm, ft³/lbmol y °R					
Constantes	<i>n</i> -Butano (C ₄ H ₁₀)	Dióxido de carbono (CO ₂)	Monóxido de carbono (CO)	Metano (CH ₄)	Nitrógeno (N ₂)
<i>a</i>	7.747	563,1	150,7	203,1	103,2
<i>A</i> ₀	2.590	703,0	344,5	476,4	270,6
<i>b</i>	10,27	1,852	0,676	0,868	0,598
<i>B</i> ₀	1,993	0,7998	0,8740	0,6827	0,6529
<i>c</i>	4,219 × 10 ⁹	1,989 × 10 ⁸	1,387 × 10 ⁷	3,393 × 10 ⁷	9,713 × 10 ⁶
<i>C</i> ₀	8,263 × 10 ⁸	1,153 × 10 ⁸	7,124 × 10 ⁶	1,878 × 10 ⁷	6,760 × 10 ⁶
<i>α</i>	4,531	0,3486	0,5556	0,5120	0,5235
<i>γ</i>	8,732	1,384	1,541	1,541	1,361

FUENTE: H. W. Cooper y J. C. Goldfrank, *Hydrocarbon Processing*, 46 (12): 141 (1967).

2. Redlich-Kwong; <i>a</i> está en atm (ft³/lbmol)²(°R) ^{0,5} , <i>b</i> está en ft³/lbmol					
Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>	Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>
Dióxido de carbono (CO ₂)	21.970	0,4757	Oxígeno (O ₂)	5.900	0,3522
Monóxido de carbono (CO)	5.870	0,4395	Propano (C ₃ H ₈)	62,190	1,0040
Metano (CH ₄)	10.930	0,4757	Refrigerante 134a	66,700	1,060
Nitrógeno (N ₂)	5.300	0,4294	Agua (H ₂ O)	48.460	0,3381

FUENTE: Calculados a partir de los valores críticos.

3. Van der Waals; <i>a</i> está en atm (ft³/lbmol)², <i>b</i> está en ft³/lbmol					
Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>	Sustancia	<i>a</i>	<i>b</i>
Acetileno (C ₂ H ₂)	1.121	0,818	Etileno (C ₂ H ₄)	1.158	0,922
Aire (equivalente)	345,2	0,585	Helio (He)	8,66	0,376
Amoníaco (NH ₃)	1.076	0,598	Hidrógeno (H ₂)	62,8	0,426
Benceno (C ₆ H ₆)	4.736	1,898	Metano (CH ₄)	581	0,685
<i>n</i> -Butano (C ₄ H ₁₀)	3.508	1,919	Nitrógeno (N ₂)	346	0,618
Dióxido de carbono (CO ₂)	926	0,686	Óxígeno (O ₂)	348	0,506
Monóxido de carbono (CO)	372	0,632	Propano (C ₃ H ₈)	2.368	1,445
Refrigerante 134a (C ₂ F ₄ H ₂)	2.540	1,530	Dióxido de azufre (SO ₂)	1.738	0,911
Etano (C ₂ H ₆)	1.410	1,041	Agua (H ₂ O)	1.400	0,488

FUENTE: Calculados a partir de los valores críticos.

Tabla A.23l. Valores a 77 °F y 1 atm de la entalpía de formación, de la función de Gibbs de formación, de la entropía absoluta y de la entalpía de vaporización

($\Delta \bar{h}_f^\circ$, $\Delta \bar{g}_f^\circ$, y $\Delta \bar{h}_{fg}$ en Btu/lbmol; \bar{s}° en Btu/(lbmol · °R))					
Sustancia	Fórmula	$\Delta \bar{h}_f^\circ$	$\Delta \bar{g}_f^\circ$	\bar{s}°	\bar{h}_{fg}
Carbono	C(s)	0	0	1,36	
Hidrógeno	H ₂ (g)	0	0	31,21	
Nitrógeno	N ₂ (g)	0	0	45,77	
Oxígeno	O ₂ (g)	0	0	49,00	
Monóxido de carbono	CO(g)	-47.540	-59.010	47,21	
Dióxido de carbono	CO ₂ (g)	-169.300	-169.680	51,07	
Agua	H ₂ O(g)	-104.040	-98.350	45,11	
Agua	H ₂ O(f)	-122.970	-102.040	16,71	
Agua oxigenada	H ₂ O ₂ (g)	-58.640	-45.430	55,60	26.260
Amoníaco	NH ₃ (g)	-19.750	-7.140	45,97	
Metano	CH ₄ (g)	-32.210	-21.860	44,49	
Acetileno	C ₂ H ₂ (g)	+97.540	+87.990	48,00	
Etileno	C ₂ H ₄ (g)	+22.490	+29.306	52,54	
Etano	C ₂ H ₆ (g)	-36.420	-14.150	54,85	
Propileno	C ₃ H ₆ (g)	+8.790	+26.980	63,80	
Propano	C ₃ H ₈ (g)	-44.680	-10.105	64,51	6.480
n-Butano	C ₄ H ₁₀ (g)	-54.270	-6.760	74,11	9.060
n-Octano	C ₈ H ₁₈ (g)	-89.680	+7.110	111,55	
n-Octano	C ₈ H ₁₈ (l)	-107.530	+2.840	86,23	17.835
Benceno	C ₆ H ₆ (g)	+35.680	+55.780	64,34	14.550
Alcohol metílico	CH ₃ OH(g)	-86.540	-69.700	57,29	
Alcohol metílico	CH ₃ OH(l)	-102.670	-71.570	30,30	16.090
Alcohol etílico	C ₂ H ₅ OH(g)	-101.230	-72.520	67,54	
Alcohol etílico	C ₂ H ₅ OH(l)	-119.470	-75.240	38,40	18.220
Oxígeno	O(g)	+107.210	+99.710	38,47	
Hidrógeno	H(g)	+93.780	+87.460	27,39	
Nitrógeno	N(g)	+203.340	+195.970	36,61	
Hidroxilo	OH(g)	+16.790	+14.750	43,92	

FUENTES: De JANAF Thermochemical Tables, NSRDS-NBS-37, 1971; *Selected Values of Chemical Thermodynamic Properties*, NBS Technical Note 270-3, 1968; y *API Research Project 44*, Carnegie Press, Carnegie Institute of Technology, Pittsburgh, Pa., 1953.

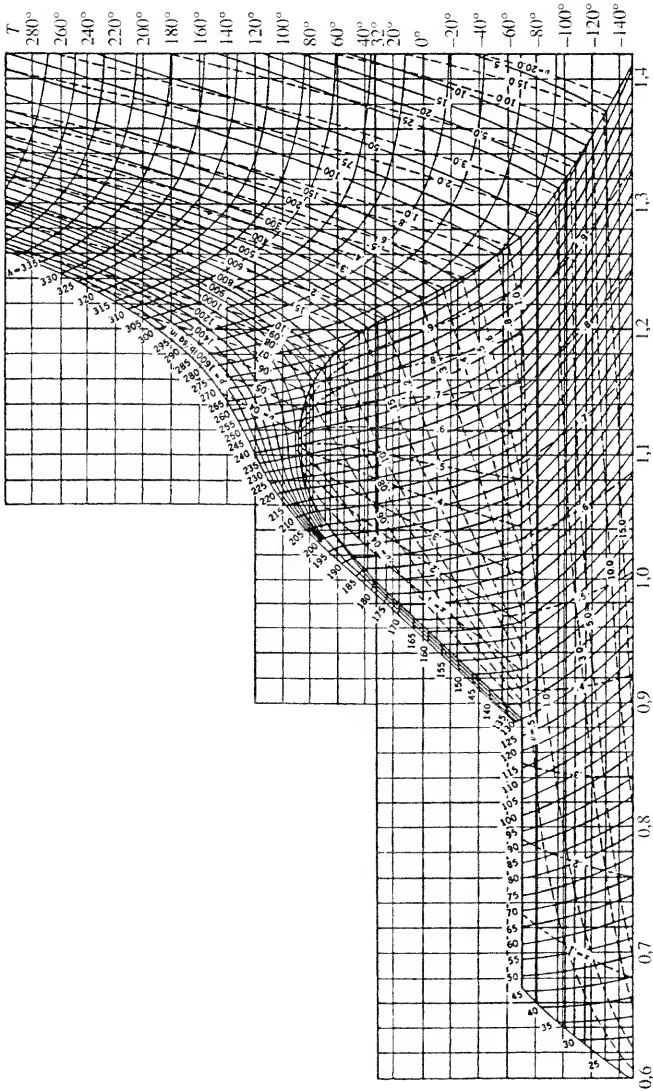


Figura A.24l. Diagrama temperatura-entropía del dióxido de carbono (CO₂). T está en °F, h en Btu/lb_m, v en ft³/lb_m y s en Btu/lb_m · °R.

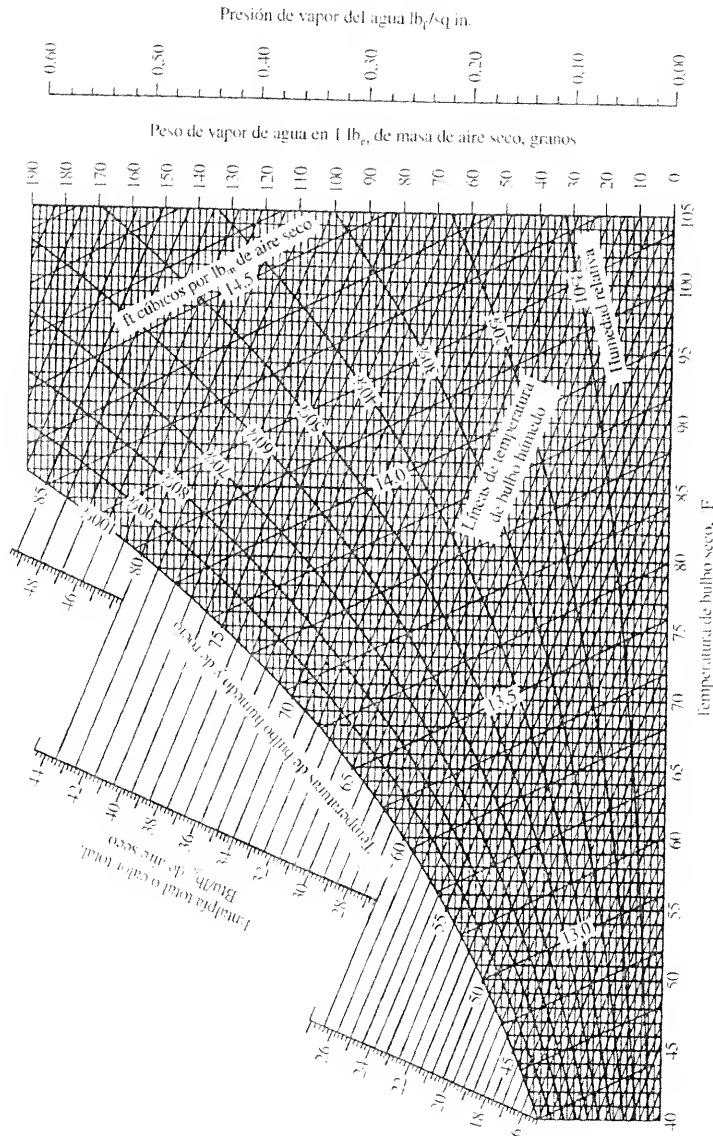


Figura A.25l. Diagrama psicrometrico, unidades USCS, presión barométrica 14,696 psia (Copyright, 1942, por General Electric Company).

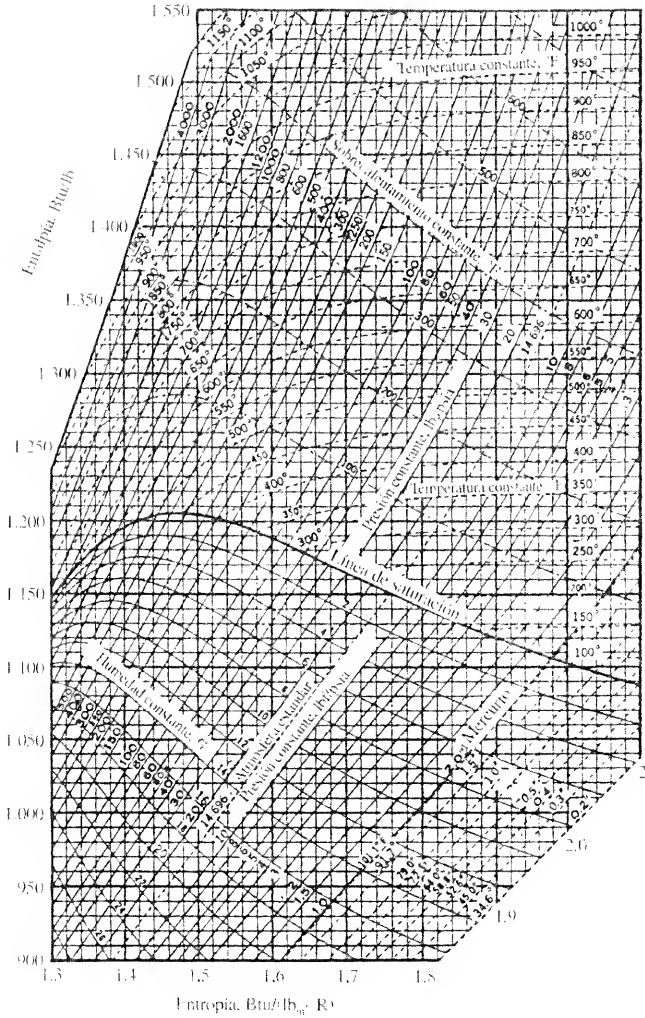


Figura A.26l. Diagrama de Mollier para el vapor de agua. (Fuente: J. H. Keenan y J. Keyes, «Thermodynamic Properties of Steam», Wiley, New York, 1936.)

SÍMBOLOS

A	Área Función de Helmholtz, $A = U - TS$
a	Función de Helmholtz específica, $a = u - Ts$ Coeficiente del virial Aceleración
b	Coeficiente del virial
C	Número de componentes (en la regla de las fases de Gibbs) Constante
COP	Coeficiente de actuación
c	Coeficiente del virial Velocidad de la luz
c_p	Capacidad térmica específica a presión constante $(\partial h/\partial T)_p$
c_v	Capacidad térmica específica a volumen constante $(\partial u/\partial T)_v$
d	Incremento infinitesimal de una función de punto
E	Energía almacenada.
\vec{E}	Intensidad de campo eléctrico
E_c	Energía cinética
E_p	Energía potencial
e	Energía específica almacenada
e_c	Energía cinética específica
e_p	Energía potencial específica gravitatoria
F	Fuerza Varianza o grados de libertad (en la regla de las fases)
FA	Relaciones combustible-aire
F_k	Fuerza generalizada mensurable
$F_{k,cq}$	Fuerza generalizada de equilibrio
G	Función de Gibbs, $G = H - TS$
ΔG	Variación de la función de Gibbs para una reacción
ΔG_T^0	Variación de la función de Gibbs en el estado estándar para una reacción
g	Aceleración local de la gravedad
H	Entalpía, $H = U + PV$
\vec{H}	Intensidad del campo magnético
Δh_c	Entalpía de combustión
Δh_f	Entalpía de formación
Δh_R	Entalpía de reacción
h	Entalpía específica, $h = u + Pv$ Coeficiente de transferencia de calor por convección Constante de Planck

I	Irreversibilidad
K_0	Constante de equilibrio en el estado estándar
K_p	Constante de equilibrio basada en las presiones parciales en reacciones con gases ideales
k	Constante de Boltzman
k_s	Constante de un muelle
L	Longitud
M	Masa, como dimensión
\overline{M}	Masa molar, o peso molecular
\overline{M}	Magnetización por unidad de volumen
m	Masa de una sustancia
\dot{m}	Flujo másico
mf	Fracción másica
N	Número de moles
N_A	Número de Avogadro
N_e	Moles de electrones
n	Número de partículas
n_i	Constante de politropía
n_i	Relación entre el número de moles del compuesto i y los moles de combustible ($N_i/N_{\text{comb}}, \dot{N}_i/\dot{N}_{\text{comb}}$)
P	Presión
\overline{P}	Número de fases (en la regla de las fases)
\vec{P}	Polarización
PMHE	Presión media efectiva
p_i	Presión del componente
p_i'	Presión parcial
P_r	Presión reducida
p_r	Presión relativa
Q	Calor
\dot{Q}	Flujo de calor
Q_e	Carga eléctrica
Q_s	Carga eléctrica
q	Calor transferido por unidad de masa
q''	Flujo de calor por unidad de área, densidad de flujo de calor
R	Constante del gas, R_u/M
r	Distancia entre masas
r_c	Relación de compresión
r_c	Relación de corte
r_p	Relación de presiones
S	Entropía
s	Entropía específica
s	Distancia
T	Temperatura
T_r	Temperatura reducida
t	Tiempo
U	Energía interna
u	Energía interna específica
Δu_R	Energía interna de reacción
\mathbf{V}	Velocidad
V	Volumen
	Potencial electrostático

v	Volumen específico
VC	Volumen de control
v_r	Volumen relativo
v_r'	Volumen seudorreducido
W	Trabajo
	Peso
	Probabilidad termodinámica
\dot{W}	Potencia; Trabajo por unidad de tiempo
W_{pot}	Potencial de trabajo
w	Peso específico
X_k	Desplazamiento generalizado
x	Calidad
	Fracción molar
	Coordenada cartesiana
y	Fracción molar en la fase vapor
	Coordenada cartesiana
Z	Factor de compresibilidad, $Z = pv/(RT)$
z	Altura
	Coordenada cartesiana

LETRAS GRIEGAS Y ANOTACIÓN ESPECIAL

β	Compresibilidad isobárica
γ	Relación de capacidades térmicas, c_p/c_v
	Tensión superficial
Δ	Incremento finito de una función de punto o propiedad
δ	Símbolo para un incremento infinitesimal de una función de camino
ε	Energía de una partícula
	Rendimiento exergético
	Esfuerzo
Φ	Exergía de un sistema cerrado
Φ_Q	Exergía transferida con el calor
η	Rendimiento
\mathcal{F}	Constante de Faraday
θ	Función temperatura
μ_{JT}	Coefficiente de Joule-Thomson
μ_i	Potencial químico del componente i -ésimo
ν	Frecuencia fundamental de un oscilador
	Coefficiente estequiométrico
$\Delta \nu$	Variación del coeficiente estequiométrico en una reacción
ξ	emf, fuerza electromotriz
ρ	Densidad
σ	Producción (o generación) de entropía
	Esfuerzo
σ_Q	Producción de entropía debida al calor
$\dot{\sigma}$	Producción de entropía por unidad de tiempo
τ	Tiempo
	Momento
ϕ	Exergía de un sistema cerrado por unidad de masa
	Relación de equivalencia
	Humedad relativa

Ψ	Exergía de una corriente
ψ	Exergía de una corriente por unidad de masa
ω	Velocidad angular
	Humedad específica, relación de humedad
$\sum x_i$	La suma $x_1 + x_2 + \cdots x_n$
$\prod x_i$	El producto $x_1 x_2 x_3 \cdots x_n$
\equiv	Símbolo de identidad, utilizado para especificar una definición

SUBÍNDICES

A	Temperatura de alta (como en T_A y Q_A)
B	Temperatura de baja (como en T_B y Q_B)
c	Punto crítico
f	Valor en líquido saturado
fg	Cambio en un valor entre las fases de líquido saturado y vapor saturado
g	Valor en vapor saturado
m	Valor de la mezcla
	Valor medio
	Por unidad de masa
mc	Masa de control
R	Valor relativo
R	Estado reducido
s	Estado final de un proceso isoentrópico
v	Estado vapor
vc	Volumen de control
x	Valor de una propiedad en la región húmeda

SUPERÍNDICES

o	Estado estándar: un gas ideal a una presión de 1 atm
~(flecha)	Vector
-(barra)	Magnitud por unidad de mol
·(punto)	Transferencia por unidad de tiempo

SOLUCIÓN DE PROBLEMAS ELEGIDOS

1.1.	(a) 25 °C, 1 bar, 0.855 m³/kg; 2 m³, 2,34 kg; (b) 11,29 N/m³	2.8.	53,4
1.2.	(a) 5 m³, 4.985 kg; 25 °C, 1 bar, 0,0010 m³/kg; (b) 9.670 N/m³	2.10.	(a) 41,2, (b) -5,0
1.3.	(a) 8 L, 8 kg; 20 °C, 1 bar, 10 ⁻³ m³/kg; (b) 10.560 N/m³	2.12.	(a) -23,170; (b) 42.500
1.5.	(a) 420, (b) 1.082	2.13.	(a) 31,4, (b) 310,5, 1,04
1.7.	(a) 124,3, (b) 317	2.15.	(a) 57,1, (b) 200, 0,88
1.8.	(a) 18,4, (b) 36,7	2.17.	260,4
1.10.	(a) 2.000, (b) 7.600	2.18.	2,87
1.12.	(a) 28,75, (b) 9,25	2.20.	(a) 0,093, (b) 1,18
1.13.	(a) 67,9, (b) 5,65	2.22.	(a) 9, -17; (b) -10, 80; (c) 3,6; (d) -4,39; (e) 6,35; (f) 0, 16
1.15.	0,75	2.23.	(a) -3, 0; (b) 5, 6; (c) 3, 6, -3, -3
1.17.	0,667	2.25.	(a) 1, 2; (b) 2, 3, -1; (c) 4, -1, -7
1.18.	42,9.	2.27.	-7,6
1.20.	2,04	2.28.	117
1.22.	(a) 10,2, (b) 12,93, (c) 0,75	2.30.	10,6
1.23.	1.035	2.32.	110,5
1.25.	(a) 0,68, (b) 42,0, (c) 420, (d) 322	2.33.	1.610
1.27.	15,18	2.35.	(a) 18, (b) 188
1.28.	(a) 20,2, (b) 4,99, (c) 9,80, (d) 24,6	2.37.	2,20, 0; -2,73, 10,1; -4,23, 0; 0, -5,32
1.30.	188,1, 1,88	2.38.	0,168, 0; -0,119, 0,473; -0,137, 0; 0, -0,385
1.32.	(a) 6,13, (b) 83,7, (c) 93,0	2.40.	0,899, 0; -0,648, 2,55; -0,68, 0; 0, -2,124
1.33.	938	2.42.	-5,0
1.35.	1.972	2.43.	(a) -15.000 (b) -10
1.37.	(a) 2.700, (b) 27	2.45.	(a) 2,375 MPa, -0,075 MPa/cm³; (b) 25
1.38.	(a) 391, (b) 1.071, (c) 1.402	2.47.	(a) -7.000, (b) -4.545, (c) -3.000
1.40.	(a) 401, (b) 27,3	2.48.	(a) -120, (b) -73,3, (c) -48,0
1.42.	(a) 25,6, (b) 43,5	2.50.	(a) 400, 180, 80; (c) -57.600
1.43.	(a) 0,795, 0,946, (b) 0,912, 1,086	2.52.	(a) -4.320, (b) -2.640, (c) -1.728
1.45.	297	2.53.	(b) -3.560
1.47.	464	2.55.	(a) -0,00825, (b) 2,45
1.48.	711	2.57.	(a) 106, (b) 1,34, 0,868, (c) 104
2.1.	(a) 1,71, (b) 1,02	2.58.	(a) 1,40, 0,812; (b) 78,8
2.2.	(a) 111,8, (b) 87	2.60.	(a) 1.165, (b) 1,403, 8,425, (c) 1.160
2.3.	(a) 10,5, (b) 20	2.62.	(a) -82.340; (b) -53.760
2.5.	878.000	2.63.	-0,259
2.7.	(a) 1.14,4, (b) 352	2.65.	-0,85
		2.67.	-14,75
		2.68.	-191

1024	TERMODINÁMICA		SOLUCIÓN DE PROBLEMAS ELEGIDOS	1025
2.70. (b) 0.567, (c) 0.470	3.35. (a) 99.63, (b) 0.221, (c) 3.53	4.23. (a) 1.000, (b) 450, (c) 450, (d) 466.5, (e) 147.4	4.102. (a) 94.7, (b) 82, (c) 80	
2.72. (a) bar · m ³ , (c) 218, (d) 151	3.37. (a) 213.03, (b) 0.32, (c) 2.13	4.25. (a) 540, (b) 500, (c) 86.7, (d) 91.53, (e) 75.4	4.103. (a) 647.5, (b) 958, (c) 22.9, (d) 18.95	
2.73. (c) -18.920, (d) -11.900	3.38. (a) 0.05319, 0.0469; (b) 69.87; (c) -15.49	4.27. (a) 1.000, (b) 5.0, (c) -865, (d) -851	4.105. (a) 0.326, (b) 0.272, (c) 0.2636	
2.75. (a) 12.250; (b) 1.315	3.40. (a) 0.828, 0.692; (b) 18.11, (c) -11.29	4.28. (a) (1) 6.036, (2) 6.034, (3) 0.22 %; (b) (1) 12.841; (2) 12.812; (3) -0.5 %	4.107. (a) 1.142, (b) 1.335, (c) 65.3, (d) 75.8	
2.77. (a) 9, (b) 8	3.42. (a) 15.54, 2.163; (b) 500, 3.445	4.30. (a) (1) 6.700, (2) 6.698, (3) -0.37 %; (b) (1) 11.628, (2) 11.630, (3) -0.1 %	4.108. (a) 1.100, (b) 61.4, (c) 58.3	
2.78. (a) 3.93, (b) 7.84	3.43. (a) 15.54, (b) 0.778, (c) -0.0982, (d) -1.357	4.32. (a) (1) 7.428, (2) 7.425, (3) -1.7 %; (b) (1) 10.444, (2) 10.443, (3) -2.1 %	4.110. (a) 80, (b) 93, (c) 90.5	
2.80. (a) 0.28, (b) 2.500, (c) -120	3.45. (a) 300, 5.00; (b) 308, 6.14; (c) 23	4.33. (a) (1) 3.823, (2) 3.820, (3) 0.2 %; (b) (1) 4.514, (2) 4.511, (3) -0.47 %	4.112. (a) 24.0, (b) 21.0, (c) 21.5	
2.82. 31.05	3.47. (a) 0.0318, 256.73; (b) 0.0357, 251.47; (c) 0.5 %, -2 %	4.35. -2.072	4.113. (a) 0.112, (b) 0.172	
2.83. (a) 51.5, (b) 2.010	3.48. (a) 79.67, 95.21; (b) 84.08, 84.13; (c) 5.5, -11.6	4.37. 0.50	4.115. (a) 676, (b) 568, (c) 499.4	
2.85. (a) 4.26, (b) 5.35	3.50. (a) 48.60, 54.61; (b) 49.91, 49.91; (c) 2.7 %, -8.6 %	4.38. 2.5	4.117. (a) 20.9, (b) 12.4	
2.87. (a) 12.5, (b) 40, (c) -5.0	3.52. (b) 15.34, (c) 14.99, (d) -22.01, (e) -14.99, (f) -32	4.40. (a) 480, (b) 2.773	4.118. (a) -25.5, (b) -17.15	
2.88. (a) 0.4, (b) 500, (c) 20	3.53. (b) ≈ -38.000; (c) -37.670; (d) 59.2, (e) 48.4	4.42. (a) 0, (b) -8.38	4.120. 0.101	
2.90. 0.313	3.55. 284	4.43. 1/2	4.122. 233	
2.92. (a) 150, (b) -1.0, (c) 6.0	3.57. 119	4.45. (a) 17.370; (b) 8.270; (c) 10.800	4.123. (a) 0.202, (b) 42.	
2.93. (a) 20.7, (b) 2.95, (c) 43.15	3.58. (a) -134.6, (b) 1.688	4.47. (a) 34, (b) -11.0, (c) -10.9	4.125. 0.0462	
2.95. (a) -7.490, (b) 5.830, (c) 5.400, (d) 7.920	3.60. (a) 72, -10.120; (b) 78.8, -7.360; (c) 27	4.48. (a) 2.42, (b) 9.13	4.127. 55.2	
2.97. 382	3.62. 17.9	4.50. (a) 30.9, (b) 20.0, (c) -10.9	4.128. 0.436	
2.98. (a) 0.0080, (b) -1.60	3.63. (a) 110, (b) 0.91	4.52. -5.950	4.130. 27.1	
	3.65. (a) 0.0701, (b) 500	4.53. (a) 1.60, (b) 3.030	4.132. 1.23	
3.2. (a) 275.6, 0.761, 2.259; (b) 400, 203.0; (c) 74.36, 100, 25.57; (d) 3.613, 0, 1.0797.	3.67. 47.0	4.55. (a) 4.07, (b) 3.50, (c) 0.57, salida	4.133. 54.6	
3.3. (a) 147.9, 1.0882, 0.0; (b) 179.9, 117.60; (c) 99.4, 3.230.9, SI1; (d) 25, 590.52, CL	3.68. (a) 1.98, (b) 287	4.57. 137	4.135. 84.8	
3.5. (a) 401.04, 1.66, 1.119.4; (b) 600, 3.409; (c) 29.82, 0.01700, 0; (d) 247.1, 1.202.0, 100	3.70. 161.5	4.58. (a) 228, (b) 227	5.2. (a) 10.2, (b) 76	
3.7. (a) 0.02339, 1.0018×10^{-3} ; (b) 151.9, 2.748.7; (c) 36.383×10^{-3} ; 2.661.4; (d) 158.9, 0.2528; (e) 1.155×10^{-3} ; 852.8 (f) 4.758, 2.112.2; (g) 320, 2.817.1; (h) 0.50, 0.06428; (i) 2.604, 0.0598; (j) 30, 2.941.3; (k) 100, 1.0361×10^{-3}	3.72. (a) 4.13, (b) 202	4.60. (a) 0.092, (b) 0.079	5.3. (a) 0.152, (b) 27.2	
3.8. (a) 11.529, 0.01663; (b) 292.73, 1.178.0; (c) 3.952, 1.172.7, (d) 327.86, 2.226; (e) 0.016058, 71.99; (f) 247.1, 954; (g) 500, 1.168.0; (h) 0.50, 1.323; (i) 1.108.0, 3.792; (j) 140, 1.275.1; (k) 100, 0.016034	3.73. (a) 2.150, (b) -2.170	4.62. (a) 3.51, (b) -1.14	5.5. (a) 5.0, (b) 800	
3.10. (a) 8.93, 231.97, 100; (b) 5, 0.04416, NA; (c) 46.32, 0.00875, 50; (d) 6.853, 85.18, 0	3.75. (b) 3.722, (c) -52.2	4.63. (a) 0.355, (b) 3.97	5.7. (a) 5.82, (b) 71.1	
3.12. (a) 39.39, 0.0144, 70; (b) 8.624, 265.45, 100; (c) 0.04633, 280.16, SI1; (d) 5.84, 0.000784, 0	3.77. (a) 582, out	4.65. (a) 340, (b) 2.13	5.8. (a) 0.947, (b) 6.55	
3.13. (a) 120, 0.6927; (b) 85.788, 102.54, 100; (c) 49.89, 0.523, 65.7; (d) 90.54, 40.61, 0	3.78. (a) 9.93	4.67. (a) -103.9, (b) 0.665	5.9. (a) 1.80×10^6 , (b) 85.7	
3.15. (a) 3.8756, 0.788×10^{-3} , (b) 21.58, 259.19; (c) 0.03157, 253.83; (d) 2.48, 0.02575; (e) 0.788×10^{-3} , 60.73; (f) 1.5748, 133.53; (g) 50, 260.09; (h) 0.70, 0.01266; (i) 243.1, 0.0265; (j) 8, 273.66; (k) 77.26, 0.816×10^{-3}	3.80. (b) 0.060, (c) 17.77, (d) -21.63, (e) 2.36	4.68. (a) -2.29, (b) 0.265	5.10. (a) 0.852, (b) 5.93	
3.18. 1.251	3.82. -190	4.70. (a) 0.0975, (b) 551, (c) 15.08, (d) 19.65, (e) -4.57	5.12. (a) 1.61×10^6 , (b) 686	
3.20. 411	3.83. (a) 250, (b) 2.118	4.72. 1.02	5.13. (a) 63.5, (b) 1.49	
3.22. (a) 0.0967, (b) 1.285	3.85. (a) 233.9, (b) 2.243.9, (c) -19.2	4.73. 130	5.15. (a) 1.46, (b) 135	
3.23. (a) 0.00101, (b) 2.043	3.87. (a) -64.3, 210, 274; (b) -1.117	4.75. (a) 202, (b) 0.532, (c) 5.25×10^4 , (d) -14.6	5.17. (a) 15.6, (b) 0.0738	
3.25. (a) 372.8, (b) -322	3.88. (a) -36.1, 118, 154.1; (b) -808	4.77. (a) 67, (b) -148, (c) 38, (d) 0.63	5.18. (a) 123, (b) 0.148	
3.27. (a) 0.0782, (b) 0.0293	3.90. (a) 1.155, (b) 39.1, (c) -33.0	4.78. 3.57	5.20. (a) 0.169, (b) 0.346	
3.28. (a) 0.186, (b) 0.0447	3.92. (a) 69.4, -856, -926; (b) 0, 1.283, 1.283	4.80. (a) 345, (b) 5.48	5.22. (a) 0.425, (b) 1.25	
3.30. (a) 1.622	3.93. (a) -3.190	4.82. (a) 2.43×10^{-3} , (b) 907, (c) 0.147, (d) 150, (e) -0.046	5.23. (a) 441.000; (b) 5.6	
3.32. (a) -21.4, (b) -1.345	3.95. 0.554	4.83. (a) 195, (b) 1.70	5.25. (a) 1.91, (b) 3.32	
3.33. (a) -107.75, (b) 220.2	4.1. (a) 17.3, (b) 29.3	4.85. (a) 1.875, 15.35; (b) -6.270, (c) 1.55	5.27. (a) 1.50, (b) 0.212, (c) 0.433	
	4.2. (a) 0.0884, (b) 23.0	4.87. (a) 41.3, (b) 6.75, (c) 0.023	5.28. 1.02, 0.349	
	4.3. (a) 198, (b) 600	4.88. (a) 159, (b) 17.1, (c) 0.680	5.30. 325	
	4.5. (a) 9.32, (b) 837	4.90. -24.8	5.32. (a) 148, (b) -10.5	
	4.7. 79.8	4.92. (a) 0.315, (b) 275, (c) -284, 0; -69.0, 69.0; 395, -110	5.33. (a) 20, (b) 1.68	
	4.8. (a) 267, (b) 23.4	4.93. (a) 1.5×10^{-3} , (b) 0.150, 435; (c) 0.154, (d) 609; (e) 0.075, 0.263	5.35. 0.208	
	4.10. (a) 42, (b) 0.136	4.95. (a) -89.05, (b) 383	5.37. (a) 35.3, (b) 5.92	
	4.12. 4.1	4.97. -4.50, 5.4, 0.82	5.38. (a) 80, (b) 10.85	
	4.13. (a) 2.53, (b) 2.74	4.98. 37.9	5.40. (a) 1.164, (b) 8.54/1	
	4.15. 0.0382	4.100. (a) 0.0164, (b) 0.01214, (c) 0.0122	5.42. (a) 6.39, (b) 16, (c) 0.0120	
	4.17. 17.2		5.43. (a) 70, 121; (b) 31, 107	
	4.18. 20.3		5.45. (a) 1.10, (b) 276.8, (c) 30, (d) 26.1	
	4.20. 7.3		5.47. (a) 15.6, (b) 48, (c) 0.046	
	4.22. (a) 390, (b) 450, (c) 461.6, (d) 322.6, (e) 159.3		5.48. 257	

- 5.50. (a) 250, (b) 0,489
5.52. (a) 600, (b) 40,9, (c) 4,21
5.53. (a) −3,75, (b) −847, (c) 38,8, (d) 32,900; (e) 1,18
5.55. (a) −16,9, (b) −5.090
5.57. (a) −444,8, (b) 3,89, (c) 35,2, (d) −1.120
5.58. (a) −1,41, (b) 3.634, (c) −116, (d) 9.970, (e) 170
5.60. (a) 2,1, (b) −27.400
5.62. (a) 4,62, (b) 1.075, (c) 133
5.63. −48.300
5.65. (a) 150, (b) 5,32 (c) 531
5.67. (a) −4,7, (b) 7,08, (c) 379
5.68. 96,9
5.70. (a) 42,9, (b) 5,75
5.72. (a) 10, 31; (b) 15, (c) 63,8
5.73. (a) −13,2, (b) 12,1
5.75. (a) 174, 111; (b) 925
5.77. 1,70
5.78. (a) 87, (b) 0,67, (c) 0,69
5.80. (a) 0,134, (b) 15,6
5.82. (a) 22.299, (b) 30
5.83. (a) 9,96, (b) 637
5.85. (a) 0,239, (b) 61
5.87. (a) 0,147, (b) 2,92
5.88. (a) 200, (b) 19,8
5.90. 360
5.92. (a) 44,8, (b) 0,21
5.93. (a) 24,0, (b) 2,23
5.95. (a) 0,0237, (b) 0,239
5.97. (a) 191, (b) 153,9
5.98. (a) (1) 0,966, (2) 4,7/1; (b) (1) 0,951, (2) 13,2/1
5.100. (a) 0,0317, (b) 0,1168
5.102. (a) (1) 0,959, (2) 7,4; (b) (1) 0,958, (2) 11,8
5.103. (a) (1) 12,949, (2) 0,921; (b) (1) 50, (2) 1,0508
5.105. 1.390
5.107. (a) 6,75, (b) 3,02
5.108. (a) 1,77, 0,28; (b) 27,1; (c) 91,00
5.110. (a) 5,30, (b) 1,14
5.112. (a) 1,63, (b) 1,46
5.113. (a) 15,7, (b) 30,050; (c) 0,875
5.115. (a) 0,353, (b) 17,4
5.117. (a) 0,027, (b) 13,6
5.118. (a) 42,5, (b) 2,71
5.120. (a) 37,8, (b) 6,2
5.122. (a) −1,018, (b) −2,115, (c) 4,0, (d) 32,4 %
5.123. (a) −1,170, (b) 6, (c) 34,9, (d) $1,11 \times 10^6$
5.125. (a) −1,276, 10,1; (b) 38 %, (c) −14,600
5.127. (a) 3,26, (b) 10,71, (c) 3,28
5.128. (a) 4,18, (b) 4,43, (c) 13,3
5.130. (a) 3,88, (b) 3,12
5.132. (a) 265, (b) 11,650
5.133. (a) 1,122, (b) −232

- 5.135. $1,04 \times 10^6$
5.137. 666
5.138. (a) 0,106, (b) −28,6
5.140. (a) 0,575, (b) 178
5.142. (a) 137, (b) 68
5.143. 38,8
5.145. 110
5.147. 280
5.148. 50.500
5.150. 7,11
5.152. 1,60
5.153. (a) 1,25, (b) 4,04
5.156. $(PV_c/R)\ln(T_2/T_1)$
5.157. (a) 350, (b) 4,33
5.158. 408
5.160. (a) 332, (b) 325, 2,4; (c) 2,03, (d) 0,877
5.162. (a) 1, (b) 123, 3,50; (c) 3,82, (d) 2,83
5.163. 7,47
5.165. 0,21
5.167. (a) 128, (b) 140, 61,3, (c) 3,99, (d) 0,339
5.168. (a) 726, (b) 0,00138
5.170. 185.000
5.172. 16,4
5.173. 25.200
5.175. (a) 146, (b) 0,0602
5.177. (a) 59, (b) 0,0954
5.178. 77
5.180. (a) 265, (b) 314, (c) 0,0782
5.181. 100

- 6.1. (a) 71.560, (b) 58.240, (c) 18,6 %
6.2. (a) $0,744 \times 10^6$, (b) 3,59
6.3. (a) 33,7, (b) 4,850
6.5. (a) 21,8, (b) \$16,10
6.7. (a) 2,08, (b) \$2,95
6.8. (a) 0,180, (b) 4,7
6.10. (a) 0,69, (b) 793
6.12. (a) 6,33, (b) \$2,73, (c) \$4,11
6.13. (a) \$130, (b) 61,5
6.15. (a) 33,5, (b) 0,83
6.17. (a) 14,1, (b) 108.000
6.18. (a) 0,236, (b) 2.990, (c) 2,36
6.20. (a) 0,552, (b) 2.208, (c) 93
6.22. (a) 0,335, (b) 0,503, (c) −16,6 %
6.23. (a) 1,59, (b) 63 %, (c) 37,7 %
6.25. (a) 25,0, (b) 452, (c) 225 %
6.27. (a) 3,667, 1,122; (b) 69,4 %; (c) 93 %
6.28. (a) 15, (b) 240, (c) 30 %
6.30. (a) 490, (b) 397
6.32. (a) 548, (b) 1,131, (c) 619
6.33. (a) irrev., (b) imp., (c) rev.

- 6.35. 78,3
6.37. (a) 12,8, (b) 6,8 %
6.38. (a) 0,175, (b) 15,2 %, 4,93
6.40. 3,91
6.42. 6,67
6.43. (a) irrev., (b) imp., (c) rev.
6.45. 4,79
6.47. (a) 7,95, (b) 4,75, (c) 4,67
6.48. (a) 0,111, (b) 6,8 %
6.50. (a) 2,22, (b) 9,2, (c) 54, (d) 7,02
6.52. (a) 180.000; (b) 7,92, (c) 0,67, (d) 0,78
6.53. (a) 130, 136,4, (c) 45,5 %, (d) no
6.55. (a) no, (b) 700, 601; (c) 1,86, (d) no
6.57. (a) 8,89, (b) 48.000; (c) 2,01; (d) 22,2
6.58. (a) 2,42, (b) 9,61, 1,66, (c) −34 %
6.60. −3
6.62. (a) 1.000, (b) 548, (c) 1,21
6.63. (a) 560, (b) 529, (c) 2,12, (d) 24,0
6.65. (a) 500, (b) 540, (c) 2, 2; (d) 35,4
6.67. (a) 4,122, (b) 5,852
6.68. (a) 600, (b) 67 %, (c) −33, (d) 4
6.70. (a) 60, (b) 0,667, (c) −27, (d) 4,98
6.72. (a) 2,33, (b) 2,170, (c) −1,930
6.73. (a) 200, (b) 600, (c) 16,7 %
6.75. (a) no, (b) no
6.77. (a) no violación, (b) no violación
6.78. (a) violación, (b) violación
6.80. (a) violación, (b) violación
6.82. (a) sí, (b) sí
6.83. (a) rev., (b) imp., (c) irrev.
6.85. (a) imp., (b) rev., (c) irrev.
6.87. (a) irrev., (b) imp., (c) rev.
6.88. (a) −0,147, 0,204; (b) 0,057; (c) 30,6 %; (d) 6,6
6.90. (a) −3,75, 5,00; (b) 1,25; (c) 20
6.92. (a) −2,0, 2,73; (b) 0,727; (c) 18,2 %
6.93. (a) −3,13, 5,56; (b) 2,43; (c) 36
6.95. (a) 0,476, 1,143, 2,143, 3,81; (b) 1,143, 1,000, 800, 500, 0
6.97. (a) −330, (b) 1,054
6.98. (a) −3,62 (b) 0,000943
6.100. (a) 261.300; (b) 1,84, 1,74, 3,58
6.102. (a) 4.000, 16.000, 0,80, 0; (b) 10.000, 10.000, 0,50, 1,429
6.103. (a) 123, 23,1, 4,33, 0; (b) 132, 32, 3,13, 8,92
6.105. (a) 1,192, 192, 5,22, 0; (b) 1,311, 311, 3,21, 119,6
6.107. (a) 0,112, 0,213, 0,128; (b) 0,241, 0,222, 0,128; (c) 0,125, 0,222, 0,244
6.108. (a) (1) 0,357, (2) 0, (3) 0; (b) (1) 0,148, (2) 0,143, (3) 0,066; (c) (1) 0,0814, (2) 0,138, (3) 0,066
6.110. (a) 0,064, 0,181, 0,276; (b) 0,555, 0,181, 0,306
6.112. (a) (1) 0,265, (2) 0,324, (3) 0,401; (b) (1) 0,602, (2) 0,307, (3) 0,401
6.113. (a) 0,058, 0,169, 0,062; (b) 0,208, 0,192, 0,062

- 6.115. (a) 210, (b) 105
6.117. (a) 0,545, (b) 0,375
6.118. (a) 0,247, (b) 0,0823
6.120. 3, 10
6.122. 3, 21
6.125. (a) 6, (b) 4.420, (c) 2.520

7.1. (a) 15, (b) −7,957, (c) 9,33
7.2. (a) 240, (b) 0,0160, (c) 0,0045, (d) 0,0069
7.3. (a) −59,3, 44,2; (b) −0,178, (c) 0,0209, (d) 0,0209
7.5. (a) 10, (b) 11,0, (c) 0,0300, (d) 0,0158
7.7. (a) 350, (b) −0,825, (c) 1,091
7.8. (a) 450, (b) 0,00778, (c) 0,00243, (d) 0,00305
7.10. (a) 0,6631, (b) 0,1703, (c) −42,95, (d) −0,0010
7.12. (a) 179,1, (b) −1,66, (c) 0,00390, (d) 0,00709
7.13. (a) −0,0516, (b) 0,0370, (c) 0,0370
7.15. (a) −4,0, (b) −0,0054, (c) 0,00162, (d) 0,00215
7.17. (a) 360, 1,2, (b) 0,0131, (c) 0,0146, (d) 0,0149
7.18. (a) −0,1672, (b) −6,4, (c) −0,1459, (d) no
7.20. (a) −1,500, (b) 3,846, (c) 1,703, (d) 3,78
7.22. (a) 401, (b) 2,333, (c) 0,560
7.23. (a) −0,00501, (b) 0,00599, (c) 0,00784
7.25. (a) −6, (b) 1,37, (c) 0,0107, (d) 0,01427, (e) 0,0145
7.27. (a) −3,000, (b) 4,286, (c) 1,286, (d) 10,4
7.28. (a) −49,8, (b) 14,2, (c) −0,0764, (d) 0,0179
7.30. (a) 560, (b) −0,00261, (c) 0,00316, (d) 0,00409, (e) Irrev.
7.32. (a) 1,365, (b) −0,398, (c) 0,965
7.33. (a) 110, (b) 0,0882, (c) 0,1160, (d) 0,1204
7.35. (a) 16,24, (b) 0,108
7.37. (a) 43,33, (b) 0,00024
7.38. (a) −0,284, (b) 0,036
7.40. (a) 50, (b) 0,465
7.42. (a) 80, (b) 0,010, (c) Irrev.
7.43. (a) 0, 17,06; (b) 14,53, 1,453
7.45. (a) −0,1442, (b) −108, (c) 0,0333, (d) Irrev.
7.47. (a) 135, (b) 0,16
7.48. (a) 81,5, (b) 0,222, (c) Irrev.
7.50. (a) 0, 0,00352; (b) 0,00327, 0,00327
7.52. (a) 196, (b) 2,720, (c) 2,066
7.53. (a) 37, (b) −0,689, (c) 0,0276
7.55. (a) −298, (b) −0,6674, (c) 0,327
7.57. 0,1672
7.58. (a) 350, (b) −0,57, (c) Imp.
7.60. 0,133
7.62. (a) 87, (b) 0,00975, (c) 0,0213, (d) 0,0249
7.63. (a) −0,0225, (b) −1,06, (c) 0,0108, (d) 0,0125
7.65. (a) 1,63, (b) 0,0772
7.67. 0,4176
7.68. 0,0158
7.70. (a) 140, (b) −0,267, Imp.
7.72. (a) −225, (b) −0,0257, (c) 0,423, (d) Irrev.

- 10.127.** (a) $1,25 \times 10^6$, (b) 402.000
10.128. (a) 0,0144, (b) $-26,0$, (c) 6,14
10.130. (a) 25, 55,8 %; (b) 0,0050
10.132. (a) 0,00521, (b) 76,2, (c) 18
10.133. (a) 0,0047,(b) 16,3, (c) 12
10.135. (a) 1.140, (b) 0,250, (c) 0,560
10.137. (a) 0,269, (b) 530, (c) 0,370
10.138. (a) 0,858, (b) 0,0058, (c) 65,0
10.140. (a) 0,0059, (b) 63, (c) 57,5
10.142. (a) 1.050, (b) 0,66, (c) 0,590
10.143. (a) 165, (b) 28,0, (c) 232
10.145. (a) 22,9, (b) 0,00961, (c) 55 %
10.147. (a) 20,1, (b) 0,0111, (c) 75,6
10.148. (a) 20,1, (b) 0,501
10.150. (a) 76,9, (b) 0,01183, (c) 59,6
10.152. (a) 21.840; (b) 24.800
10.153. (a) 11.790, (b) 17.000, (c) 259
10.155. (a) 37,1, (b) 26,5
10.157. (a) 22.370, (b) 31.130, (c) 492
10.158. (a) 88,2, (b) 0,821
- 11.2.** (a) 0,760, (b) 0,75,0,76
11.3. (a) 0,186, (b) 0,171, (c) 0,1717
11.5. (a) 0,1195, (b) 0,113
11.6. (a) 2,20, (b) 2,04, (c) 2,065, (d) 2,03
11.7. (a) 114, (b) 98, (c) 113
11.9. (a) 0,447, (b) 0,371, (c) 0,376, (d) 0,368
11.10. (a) 6,09, (b) 3,93, (c) 4,0
11.12. (a) 0,416, (b) 0,316, (c) 0,316, (d) 0,322
11.13. (a) 0,0222, (b) 0,0177, (c) 0,0173, (d) 0,0172
11.15. (a) 0,375, (b) 0,309, (c) 0,304, (d) 0,306, (e) 0,307
11.17. (a) 353, (b) 341, (c) 352, (d) 360
11.18. (a) 11,79, (b) 10,45, (c) 10,23, (d) 10,3, (e) 10,0
11.20. (a) 15, (b) 48, (c) 54, (d) 54, (e) 60
11.22. (a) 66, (b) 120, (c) 130, (d) 128, (e) 140
11.23. (a) 1.165, (b) 1.002, (c) 952, (d) 991, (e) 1.000
11.25. (a) 107,7, (b) 101,5, (c) 92,6, (d) 106, (e) 100
11.27. (a) 69,7, (b) 59,9 (c) 59,4, (d) 60,3
11.28. (a) 4,08, (b) 4,12
11.30. (a) 5,8 (CO₂), (b) 6,15 (CO₂), (c) 0,145
11.32. (a) 529, (b) 839, (c) 1.650, (d) 1.000
11.33. (a) 0,60, (b) 0,80
11.35. (a) 7,95, (b) 11,4
11.37. (a) 62,9, (b) 55,0, (c) 41,8, (d) 51,6
11.38. 1.115
- 12.3.** (a) $-T(\partial v/\partial T)_p - P(\partial v/\partial P)_T$, (b) $T(\partial P/\partial T)_c - P$
12.8. (a) 2,77, (b) 2,79
12.9. (a) 1,121, (b) 1,122
12.10. (a) 0,682, (b) 0,676

- 12.15.** Aumenta mientras P aumente
12.17. (a) $8,16 \times 10^{-5}$, (b) $8,22 \times 10^{-5}$
12.18. $0,163 \times 10^{-3}$
12.19. 0,00345, 0,00352
12.21. (c) $-759,0$
12.22. (c) $-347,0$
12.24. (b) $-5,72$, $-0,0639$; (c) $-9,11$, -0.0834
12.25. (b) $-53,2$, $-0,134$
12.27. (b) $R\ln[v_2 - b]/(v_1 - b) - a/T^2[(1/v_2) - (1/v_1)]$
12.28. (a) 9,27, (b) 10,32
12.30. $2aR\Delta P/T$
12.33. 0,40 %
12.35. (a) 2,31, (b) 8,8 %
12.37. (a) 3,20, (b) 12,9 %
12.38. 0,4 %
12.40. (a) 0,298, (b) 5,05 %
12.42. (a) 0,824, (b) 14
12.43. 0,070
12.45. (a) 0,574, (b) $-2,45$
12.47. (a) 0,966, (b) 3,89
12.48. (a) $4,24 \times 10^{-4}$, (b) $-0,0906$
12.50. (a) 2.126, (b) 2.215
12.52. 91,4
12.53. (a) 828, (b) 928, (c) 826,8
12.55. (b) 193,3
12.57. (a) $-2,23$, (b) $-3,70$
12.58. (a) 2.042, (b) 1.941
12.60. (a) 71,7, (b) 0,479
12.62. (a) sí, (b) no
12.63. 25,2
12.65. 51,3
12.67. (a) 1,29, (b) 0,708
12.70. 1,37
12.72. (a) 0,5015, (b) 0,108
12.73. 1,403
12.75. (a) 0,309, (b) 2,39
12.77. (a) $-0,0487$, 0,174; (b) 50,6; (c) 9
12.78. (a) 0,218, (b) 0,0456, (c) $-0,0140$
12.80. (a) 2.200, 82; (b) 2.080, 75; (c) 2.110, 90
12.82. $-62,2$
12.83. (a) 748, (b) -1.840
12.85. (a) 930, (b) 18,2
12.87. 598
12.88. 1.150
12.90. (a) -527 , (b) 174
12.92. (a) -2.120 , (b) $-13,14$, (c) 5.240
12.93. (a) 0,425, (b) 115, (c) 250, (d) -136
12.95. 135
12.97. (a) 1.710, (b) 2.020
12.98. (a) 1.329, (b) 1.489
12.100. (a) 61,5, (b) 160

- 13.1.** (a) 5,71, (b) 0,947, (c) 10,47, (d) 55, (e) 87,1, (f) 14,6, (g) 57
13.2. (a) 15, (b) 0,87, (c) 11,5, (d) 47,4, (e) 80,6, (f) 15,4, (g) 50,6
13.3. (a) 28, (b) 0,781, (c) 12,7, (d) 39, (e) 67,9, (f) 13,1, (g) 45
13.5. (a) 19,3, (b) 0,833, (c) 73,5, (d) 52,4, (e) 79,8, (f) 16,35, (g) 55,4
13.7. (a) 15,92, (b) 0,833, (c) 76,3, (d) 38, (e) 54, (f) 13,7, (g) 43,3
13.8. (a) 17,75, (b) 0,833, (c) 74,6, (d) 47,6, (e) 73,6, (f) 15,3, (g) 51
13.10. (a) 14,9, (b) 0,87, (c) 11,5, (d) 119, (e) 80,2, (f) 231, (g) 125
13.12. (a) 15,9/1, (b) 0,833, (c) 76,3, (d) 101, (e) 50,4, (f) 218, (g) 110
13.13. (a) 18,82, (b) 0,094, (c) 52,6
13.15. (a) (1) 50, (2) 4,82; (b) (1) 53,4, (2) 5,74
13.17. (a) 17,75, (b) 0,106, (c) 118
13.18. (a) 18,6/1, (b) 0,767, (c) 97
13.20. (a) 10,1 % CO₂, 3,8 % O₂, (b) 17,5, (c) 54, (d) 9,8
13.22. (a) 19,94, (b) 73, (c) 55, (d) 82,4
13.23. (a) 17,5, (b) 10,3, (c) 55, (d) 11,7
13.25. (a) 19,5, (b) 8,2, (c) 127, (d) 82,2
13.27. (a) 10,8, (b) 113, (c) 19,6
13.28. (a) 13,7, (b) 119
13.30. 10
13.32. (a) $x = 7,61$, $y = 16,43$, (b) 16,51
13.33. (a) 102, (b) 2,47
13.35. (a) 0,1348, (b) $-9,215$
13.37. (a) 0,748, (b) $-26,830$
13.38. 21
13.40. 44.000
13.42. (a) -804.000 ; (b) 616.000; (c) ≈ 1.900
13.43. 130
13.45. -16.800
13.47. 7.810
13.48. (a) 0,94, (b) -13.540
13.50. (a) -346.000 ; (b) 137.000; (c) 3.420
13.52. (a) -707.000 ; (b) -183.800 ; (c) 3.850
13.53. 36,9
13.55. 1.304
13.57. 2.125
13.58. 2.005
13.60. 2.107
13.62. 1.460
13.63. 2.310
13.65. 4.140
13.67. 3.280
13.68. 3.630
13.70. 2.140, 0,65
13.72. (a) 3.050, (b) 0,75
13.73. (a) 2.690, (b) 16,5

- 13.75.** (a) 5.590, (b) 143
13.77. 53.140
13.78. -980.000
13.80. (a) -9.040 , (b) -117.110
13.82. -421.720
13.83. -57.160
13.85. (a) 0,0571, 0,2937, 0,0130, 10,77; (b) -25.110
13.87. (a) (1) 0,0317, 0,1577, 0,007; (2) 5,78; (b) -10.800
13.88. (a) 0,068, 0,3258, 0,01443, 11,95; (b) -11.570
13.90. (a) (1) 0,0505, 0,2567, 0,0114; (2) 9,41/1; (b) -9.310
13.92. (a) $-332,1$, (b) 4.902
13.93. (a) -404 , (b) 7.050
13.95. (a) $-61,60$, (b) 675
13.97. (a) $-21,01$, (b) 580,1
13.98. 2.282
13.100. 215
13.102. 39,45
13.103. (a) 2.709, (b) 5.875
13.105. (a) $-2.220.000$; (b) $-2.108.000$; (c) 2.108.000
13.107. (a) $-1.560.000$; (b) $-1.474.600$; (c) 1.474.600
13.108. (a) 944.640; (b) -530.000 ; (c) 530.000; (d) 0,641
13.110. (a) 209.730; (b) -49.000 ; (c) 49.000; (d) 0,811
13.112. (a) 450.850; (b) -249.300 ; (c) 249.300, (d) 0,644
13.113. (a) -955.000 ; (b) -905.750 ; (c) 905.750
13.115. (a) -671.070 ; (b) -634.360 ; (c) 634.360
13.117. (a) -121.800 ; (b) -110.300 ; (c) 110.300
13.118. (a) 90.490; (b) -19.950 ; (d) 0,819
13.120. (a) 706.700; (b) 0,924, (c) 1,22
13.122. (a) 1.331.100; (b) 0,943, (c) 1,15
13.123. (a) 1.332.000; (b) 0,945, (c) 1,15
13.124. (a) 223.900; (b) 0,922, 1,16; (c) 203.520, 0,825, 1,05

- 14.1.** -315.756
14.2. (a) -586.702 ; (b) -184.210
14.3. (a) -64.105 , (b) -104.280
14.5. (a) (1) -38.411 ; -61.100 ; -298.049 ; (2) -228.588 ; (3) 40,06, 40,048; (b) (1) -323.660 ; -478.110 ; -698.260 ; (2) -135.545 ; (3) 3,54 vs. 3,54
14.7. (a) (1) -61.100 , 201.230; (2) 463.560; (3) $-81,34$, $-81,208$; (b) (1) -614.643 , -219.140 ; (2) 176.362; (3) $-3,684$, $-3,684$
14.8. (a) (1) -169.398 ; -298.049 ; -457.198 ; -38.911 ; (2) 28.662; (3) -5.023 , $-5,018$; (b) (1) -370.900 ; -495.734 ; -684.194 ; -179.224 ; (2) -3.216 ; (3) 0,140, 0,135
14.10. (a) -94.100 ; (b) -48.295
14.12. (a) (1) -16.752 ; -26.303 ; -128.247 ; (2) -98.344 , (3) 40,04 vs. 40,048; (b) (1) -115.216 ; -171.288 ; -266.711 ; (2) -65.851 ; (3) 4,705 vs. 4,699
14.13. (a) (1) -72.925 ; -26.303 ; -196.694 ; (2) -110.618 ; (3) 45,04, 45,066; (b) (1) -256.992 ; -217.144 ; -409.200 ; (2) -43.636 ; (3) 2,524, 2,539
14.15. (a) 0,3356; (b) 1.600

- 14.17. (a) 4.885×10^{-3} , (b) 2.600
 14.18. 3,03
 14.20. (a) 2.925, (b) 2.770
 14.22. (a) 2.970, (b) más alta
 14.23. (a) 0,385, (b) 0,245, (c) 0,175
 14.25. (a) 1,08, (b) aumenta
 14.27. 9,4
 14.28. (a) 0,545, (b) 0,719
 14.30. (a) 1,88, (b) más baja
 14.32. (a) 0,156, (b) 0,469 NH_3
 14.33. 0,82
 14.35. (a) 0,454 para CO , (b) 0,680 para CO
 14.37. (a) 28%, (b) 16,7%
 14.38. (a) 0,0418, (b) 0,0590, (c) 0,00264
 14.40. (a) 0,167, (b) 0,0836
 14.42. (a) 17, (b) 33, (c) 44
 14.43. (a) 0,250, (b) 6,03, (c) 60,3
 14.45. (a) 0,111, (b) 114,300
 14.47. 133,750
 14.48. 123,100
 14.50. (a) 2.670, (b) 2.300, 2.500
 14.52. 57.500
 14.53. 52.900
 14.55. (a) 4.800, (b) 4.435, 10,7%
 14.57. 2.275
 14.58. 0,84
 14.60. 86,050
 14.62. 0,825
 14.63. (a) CO_2 , 0,70; (b) 41.900, (c) 2.580
 14.65. 17,100
 14.67. 3.500, 3.750
 14.68. 0,8633 H_2O , 0,03548 O_2
 14.70. 0,0675 NO , 0,6255 CO_2 , 0,6535 O_2
 14.72. (a) (1) 451,810, (2) 456,410; (b) (1) 452,820, (2) 457,050; (c) aumenta
 14.73. (a) (1) -276,980; (2) -274,800; (b) (1) -276,835; -275,275
 14.75. (a) 1,433, (b) 1,440
 14.77. (a) disminuye, (b) aumenta
 14.78. (a) 94,780; (b) 755, (c) 2,58
 14.80. (a) 2,61, (b) 2,65
 14.82. (a) (1) 193,450; (2) 196,249; (b) (1) 193,440; (2) 196,620
 14.83. (a) (1) -120,610; (2) -118,160; (b) (1) -120,640, (2) -118,310
 14.85. 108,280; 261
 15.1. (a) 0,320, (b) 900, (c) 0,0148, (d) 0,667, (e) 58,1, (f) 2,37
 15.2. (a) 38,7, (b) 330, (c) 0,0667, 0,946; (d) 63,5, (e) 25,4, (f) 1,05
 15.3. (a) 194, (b) 1,61, (c) 52,9/1, (d) 1,29
 15.5. (a) 0,56, (b) -0,72, (c) 95,0, (d) 41,6, (e) 0,906

- 15.7. (a) 209, (b) 1,67, (c) 56,5, (d) 20,7
 15.8. (a) 1,080, 540, (b) 20, -20; 0, -94,9; -10, 10; 0, 94,9; (c) 5,24; 30,8; (d) 7,69; (e) 2,06
 15.10. (a) 11,0, 689; 42,7, 2,680; 2,32, 1,167; (b) 0,565; (c) 10,5
 15.12. (a) 2,200, 6,39, 1,116, 0,36; (b) 0,526; (c) 0,908; (d) 8,92
 15.13. (a) 710, 2,06; 2,614, 7,58; 1,085, 0,35; (b) 0,585; (c) 1,01
 15.15. (a) 700, 2,100, 1,077; (b) 0,52, (c) 832, (d) 0,85
 15.17. (a) 17,6, 673; 52,3, 2,000; 3,41, 1,043; (b) 606, (c) 0,51, (d) 0,788
 15.18. (a) 390, (b) 0,54
 15.20. (a) 399, (b) 0,535
 15.22. (a) 4,270, 995; (b) 0,522, (c) 146, (d) 212
 15.23. (a) 1,260, 3,780, 1,943; (b) 0,518, (c) 0,854, (d) 122
 15.25. (a) 280, (b) 0,638
 15.27. (a) 245, (b) 0,58
 15.28. (a) 1,800, (b) 0,295, (c) 1,070, (d) 22,9
 15.30. (a) 40,2, 818; 40,2, 2,250; 4,40, 1,340; (b) 0,505; (c) 10,7
 15.32. (a) 2,74, (b) 42,7, (c) 0,505, (d) 11,2
 15.33. (a) 229, (b) 0,38
 15.35. (a) 3,120, (b) 42,4, (c) 441, (d) 375
 15.37. (a) 14,0, (b) 4,000, (c) 2,70, (d) 63, (e) 254
 15.38. (a) 97,1, (b) 0,40
 15.40. (a) 1,400, 2,225, (b) 69,1, (c) 1,110, (d) 0,575
 15.42. (a) 64,2; (b) 1,300, 2,090; (c) 1,040; (d) 0,576
 15.43. (a) 823, 1,387, 2,181, 1,110; (b) 0,57; (c) 10,0
 15.45. (a) 1,480, 2,440, 4,470, 2,429; (b) 0,544; (c) 184
 15.47. (a) 252, (b) 0,396, (c) 1,310
 15.48. (a) 303, (b) 752, (c) 0,403
 15.50. (a) 162, 395; (b) 0,33; (c) 932; (d) 206
 15.52. (a) 0,42, (b) 0,407, (c) 171
 15.55. 0,347, 210 ($r_p = 4,78$); 0,453, 233 ($r_p = 9,07$)
 15.57. (a) 120, 54; (b) 128, 51; (c) 176, 58; (d) 164,67
 15.60. (a) 85,5, 221; (b) 0,388, (c) 1,050
 15.62. (a) -61,7, (b) 213, (c) 0,289
 15.63. (a) 80,1, 187,3; (b) 0,385; (c) 1,515; (d) 7,400
 15.65. 0,433, 87,7 ($P_2 = 115$); 0,471, 88 (para $P_2 = 145$)
 15.67. (a) 539, (b) 0,241, (c) 585
 15.68. (a) 138, (b) 0,234
 15.70. (a) 0,61, (b) 0,224, (c) 420
 15.72. (a) 262, 497; (b) 0,294; (c) 820; (d) 175
 15.73. (a) 575, 0,225 ($r_p = 4,78$); 465, 0,257 ($r_p = 9,07$)
 15.75. (a) 0,60, (b) 0,257, (c) 101
 15.77. (a) 151, 116%, (b) 177, 128%, (c) 224, 125%, (d) 200, 140%
 15.78. (a) 203, (b) 0,215, (c) 538
 15.80. (a) 32,9, (b) 201,6, (c) 0,163
 15.82. 58,2, 0,223 ($P_2 = 7,9$); 52,1, 0,225 ($P_2 = 10$)
 15.83. (a) 55,0, 126%; (b) 108,8, 190%; (c) 62,4, 190%

- 15.85. (a) 0,325, 26%; (b) 0,299, 19%
 15.87. (a) (1) 0,329, (2) 23; (b) (1) 0,355, (2) 28
 15.88. (a) 0,330, 31,9%, (b) 0,293, 23,4%
 15.90. (a) 0,305, (b) 0,69, (c) 0,806, (d) 0,847
 15.92. (a) (1) 118, (2) 28,6, 291, 6,8; (b) (1) 78, (2) 22,1, 24,3, 3,7; (c) (1) 109, (2) 25,7, 28,9, 6,2; (d) (1) 128, (2) 26,4, 29,4, 10,5
 15.93. (a) (1) 0,275, (2) 22; (b) (1) 0,262, (2) 18
 15.95. (a) 0,256, (b) 36%
 15.97. (a) 0,535, (b) 296, (c) 0,80, (d) 478
 15.98. (a) (1) 32,6, (2) 10,2, 11,0, 1,3; (b) (1) 31,7, (2) 11,1, 9,1, 7,0; (c) (1) 24,4, (2) 7,95, 7,59, 4,63
 15.100. (a) (1) 152, (2) -37,1; (b) (1) 148, (2) 0; (c) (1) 156, (2) -156
 15.102. (a) (1) 159, (2) -159; (b) (1) 198, (2) -37; (c) (1) 208, (2) 0
 15.103. (a) 195, (b) 242
 15.105. (a) 182, (b) 208
 15.107. (a) 193, (b) 197, (c) 223
 15.108. (a) 140, (b) 142, (c) 156
 15.111. 196
 15.112. 174
 15.113. (a) (1) 59,5, (2) -59,5; (b) (1) 72, -13,5; (c) (1) 75,3 (2) 0
 15.115. (a) 89,4, (b) 104,9
 15.117. (a) 78, (b) 90
 15.118. 84,9
 15.120. (a) 365, (b) 335
 15.122. (a) 737, (b) 639
 15.123. (a) 627, (b) 543
 15.125. (a) 521, (b) 457
 15.127. (a) (1) 216, (2) 0,336; (b) (1) 216, (2) 0,401
 15.128. (a) 268, 0,343; (b) 268, 0,418
 15.130. (a) 276, (b) 0,416
 15.132. (a) 160, 346; (b) 0,37, (c) 252
 15.133. (a) 165, (b) 322, (c) -65,2, (d) 0,332, (e) 824, (f) 69
 15.135. (a) (1) 74, (2) 0,37; (b) (1) 74, (2) 0,29
 15.137. (a) (1) 18,1, (2) 15,2, 10,1, 8,3; (b) (1) 22,2, (2) 13,6, 8,8, 19,1
 15.138. (a) 67, 150; (b) 0,38; (c) 480
 15.140. (a) 256, (b) 0,423, (c) 0,401
 15.141. (a) 279, (b) 0,763, (c) 0,716
 15.142. (a) 305, (b) 1,134, (c) 1,076
 15.143. (a) 265, 0,48; 495, 4,32; 1,320, 4,32; 1,122, 2,22; 638, 0,25; (b) 233; (c) 1,040; (d) 37,000; (e) 0,241
 15.145. (a) 285, (b) 0,420, (c) 1,047, (d) 42,200, (e) 0,231
 15.147. (a) 284, (b) 0,538, (c) 1,078, (d) 77,700, (e) 0,211
 15.148. (a) 346, (b) 0,360, (c) 935, (d) 64,100, (e) 0,186
 15.150. (a) 270, (b) 102,300
 15.152. (a) 468, 6,92; 873, 62,3; 1,740, 62,3; 1,847, 30,7; 1,085, 4; (b) 98; (c) 3,170; (d) 7,050; (e) 0,233
 15.153. (a) 468, 6,63; 955, 60; 2,200, 60; 1,774, 21,3; 1,185, 4; (b) 118; (c) 2,785; (d) 8,780; (e) 0,205

- 15.155. (a) 144, (b) 39,8, (c) 2,825
 15.157. (a) 425, (b) -94,300
 15.158. (a) 107; (b) 10,700; (c) 440,500
 15.160. (b) 3,75, (c) 1,12
 15.162. (a) 0,533, (b) 2,68
 15.163. 1,78
 15.165. (b) 45,5, (c) 18,1
 15.167. (a) 0,46, (b) 25,2
 16.1. (a) 0,849, (b) 0,209, (c) 1,752, (d) 91,1, (e) 366
 16.2. (a) 0,768, (b) 0,324, (c) 970, (d) -721, (e) 467
 16.3. (a) 0,666, (b) 0,428, (c) 1,194, (d) 328, (e) 511
 16.5. (a) 0,824, (b) 0,240, (c) 475, (d) -218, (e) 150
 16.7. (a) (1) 0,827, (2) 0,365, (3) 31,400; (b) (1) 0,805, (2) 0,384, (3) 29,340
 16.8. (a) (1) 0,839, (2) 0,396, (3) 27,250; (b) (1) 0,80, (2) 0,381, (3) 30,500
 16.10. (a) 3,320, (b) 0,434, (c) 50,000; (d) $2,24 \times 10^6$
 16.12. (a) 0,776, (b) 0,391, (c) 125, (d) 5,94
 16.15. (a) 2,149, 6,785; (b) 3,526; (c) 3,327; (d) 0,411; (e) 9,080
 16.17. (a) 18,4, (b) 0,085, (c) 11,320
 16.18. (a) (1) 0,898, (2) 0,310, (3) 0,5457, 0,0178; (b) (1) 0,861, (2) 0,326, (3) 0,4541, 0,0190
 16.20. (a) (1) 0,906, (2) 0,363, (3) 0,7069, 0,0544; (b) (1) 0,949, (2) 0,343, (3) 0,6713, 0,0270
 16.22. (a) 0,353; (b) 373,300; (c) $24,4 \times 10^6$
 16.23. (a) 0,856, (b) 0,328, (c) 150, (d) 7,84
 16.25. (a) (1) 0,839, (2) 0,396, (3) 59,900; (b) (1) 0,793, (2) 0,380, (3) 67,700
 16.27. (a) 1,413; (b) 0,420; (c) 713,000; (d) $48,6 \times 10^6$
 16.28. (a) 11,9, (b) 0,109, (c) 650
 16.30. (a) (1) 0,922, (2) 0,336, (b) (1) 0,867, (2) 0,322
 16.32. (a) 0,356; (b) 885,000; (c) $67,0 \times 10^6$; (d) 0,1600, 0,0121
 16.33. (a) (1) 0,938, (2) 0,379; (b) (1) 0,911, (2) 0,398
 16.35. (a) (1) 0,955, (2) 0,442; (b) (1) 0,953, (2) 0,422
 16.37. (a) 4,083, (b) 0,427, (c) 258,000; (d) $18,1 \times 10^6$
 16.38. (a) 0,891, (b) 0,402, (c) 103,7, (d) 5,65
 16.40. (a) 0,448 para 15 bar, 0,449 para 40 bar, 0,443 para 80 bar, 0,434 para 140 bar
 16.42. (a) 0,384, (b) 0,211, 0,524
 16.43. (a) 3,917; (b) 0,389; (c) 47,300; (d) $2,71 \times 10^6$; (e) 0,7324, 0,5805
 16.45. (a) 0,955, (b) 0,340, (c) 123, (d) 7,2, (e) 0,1282, 0,491
 16.47. (a) (1) 1,0, (2) 0,414; (b) (1) 0,917, (2) 0,391
 16.48. (a) 1,692, (b) 0,440, (c) 459,000; (d) $31,1 \times 10^6$
 16.50. 0,399 para 100 psia; 0,404 para 200 psia; 0,4057 para 400 psia
 16.52. (a) (1) 0,345, (2) 0,0450, 0,1064; (b) (1) 0,357, (2) 0,0450, 0,1188; (c) (1) 0,360, (2) 0,0530, 0,1025; (d) (1) 0,338, (2) 0,0360; 0,1079; (e) (1) 0,382, (2) 0,0496, 0,1252; (f) (1) 0,370, (2) 0,0619, 0,1088

- 16.53. (a) (1) 0,195, (2) 0,387, (3) 36.600; (b) (1) 0,21, (2) 0,407, (3) 33.800
- 16.55. (a) (1) 0,217, (2) 0,460; (b) (1) 0,2025, (2) 0,429
- 16.57. (a) (1) 0,185, (2) $0,347 \times 10^6$, (3) 0,445; (b) (1) 0,185, (2) $0,347 \times 10^6$, (3) 0,444
- 16.58. (a) 0,252, (b) 0,417, (c) 540.400
- 16.60. (a) 0,0566, 0,147; (b) 1.132, 4,3; (c) 0,411
- 16.62. (a) (1) 0,329, (2) 0,4698, 0,1735; (b) (1) 0,347, (2) 0,5133, 0,2100; (c) (1) 0,358, (2) 0,5534, 0,1475; (d) (1) 0,345, (2) 0,4715, 0,1986; (e) (1) 0,391, (2) 0,6009, 0,2034; (f) (1) 0,365, (2) 0,6593, 0,2219; (g) (1) 0,400, (2) 0,5756, 0,2538; (h) (1) 0,378, (2) 0,6901, 0,1568; (i) (1) 0,396, (2) 0,5520, 0,4772, 0,0332
- 16.63. (a) (1) 0,214, (2) 0,423, (3) 74.400; (b) (1) 0,226, (2) 0,438, (3) 72.200
- 16.65. (a) (1) 0,242, (2) 645.000; (3) 0,467; (b) (1) 0,236, (2) 644.000; (3) 0,465
- 16.67. (a) 0,1103, 0,197; (b) 501, 5,8; (c) 0,470
- 16.68. (a) 0,0605, 0,140; (b) 465, 1,6; (c) 0,397
- 16.70. (a) 0,396, (b) 0,416
- 16.72. (a) 0,467, (b) 0,442
- 16.73. (a) 0,257, (b) 47.900; (c) 0,477
- 16.75. (a) 0,127, (b) 3.250, (c) 0,425
- 16.77. (a) 0,343, (b) 0,360, (c) 0,375, (d) 0,357, (e) 0,407, (f) 0,384, (g) 0,412, (h) 0,371
- 16.78. (a) 0,421, (b) 0,436
- 16.80. (a) 0,169, (b) 1.261, (c) 0,480
- 16.82. (a) 0,368, (b) 0,375, (c) 0,378, (d) 0,357, (e) 0,416, (f) 0,356
- 16.83. (b) 0,35, (c) 0,407
- 16.85. (a) 2.958, 198, 1.087, 1.094; (b) 174, 1.100; (c) 0,324; (d) 0,566
- 16.87. (a) 1.233, 83,0, 428, 424; (b) 1.051, 430; (c) 0,299; (d) 0,446
- 16.88. (a) 2.300, 1.839; (b) $11,82 \times 10^6$; (c) 0,677; (d) 0,326
- 16.90. (a) 2.990, 1.546; (b) 2.676; (c) 0,733; (d) 0,360
- 16.92. (a) 20.200; (b) 1,45
- 16.93. (a) 6.550; 3.290; (b) $11,7 \times 10^6$; (c) 0,755; (d) 0,335
- 16.95. (a) 5.825, 3.835; (b) $11,1 \times 10^6$; (c) 0,695; (d) 0,359
- 16.97. (a) 850, (b) 285, (c) 1.010, (d) 6,95, (e) 0,506, (f) 0,0864, 0,1209, 0,0791, 0,0485, 0,0222
- 16.98. (a) 900, (b) 8,88, (c) 319, (d) 1.205, (e) 0,506, (f) 0,0966, 0,1171, 0,0715, 0,1061
- 16.100. (a) 811, (b) 7,95/1; (c) 255; (d) 1.086; (e) 0,483; (f) 0,0899, 0,1100, 0,0717, 0,1196
- 16.102. (a) 47,9, 6,08; (b) 40.470; (c) 418; (d) 0,494; (e) 0,0944, 0,1124, 0,0464, 0,1482
- 16.103. (a) 360; (b) 8,20; (c) 120; (d) 471; (e) 0,493; (f) 0,0210, 0,0294, 0,0184, 0,0270
- 16.105. (a) 345, (b) 8,20, (c) 108, (d) 476, (e) 0,481
- 16.107. (a) 0,281, (b) 0,241
- 16.108. (a) 0,216, (b) 0,186
- 16.110. (a) 1,78, (b) 0,523

- 16.112. (a) 0,283, (b) 0,246
- 16.113. (a) 0,236, (b) 0,203
- 16.115. (a) 1,50, (b) 0,476
- 16.117. (a) 137.000, (b) 11,5, (c) $11,1 \times 10^6$, (d) 195, (e) $2,22 \times 10^6$
- 16.118. (a) 1.510, -1.448, -76, 14,3; (b) 211, 5,8, 92; (c) 0,806
- 16.120. (a) -649, -935, -178, 297, 1.459, 6,2; (b) 62,6, 126,1, 150, 2,4; (e) 0,790
- 16.122. (a) 1.589, -1.466, -135, 12,4; (b) 208, 4,6, 114; (c) 0,781
- 16.123. (a) -680, -1.089, -155, 322, 1.589, 12,4; (b) 62, 153, 129, 4,6; (c) 0,804
- 17.1. (a) 6,35, (b) 0,916, (c) 27,75, (d) 0,81
- 17.2. (a) 7,47, (b) 0,230, (c) 23,6, (d) 5,08
- 17.3. (a) 9,75, (b) 0,185, (c) 18,4, (d) 0,95
- 17.5. (a) 4,60, (b) 0,323, (c) 16,04, (d) 2,58
- 17.7. (a) 40, (b) 3,98, (c) 4,41, (d) 0,0244, (e) 0,0184
- 17.8. (a) 41,6, (b) 4,21, (c) 1.160, (d) 5,85
- 17.10. (a) 36,6, (b) 5,17, (c) 567, (d) 2,72
- 17.12. (a) 43,0, (b) 3,54, (c) 700, (d) 3,21, (e) 3,23
- 17.13. (a) 50, (b) 2,95, (c) 3,86, (d) 0,0244, (e) 0,0301
- 17.15. (a) 7,15, (b) 3,10, (c) 0,809, (d) 0,0268, (e) 0,0268
- 17.17. (a) 142,9, (b) 2,26, (c) 10,44, (d) 0,0089, (e) 0,0093
- 17.18. (a) 126,3, (b) 4,13, (c) 25,4, (d) 6,84
- 17.20. (a) 29, (b) -7, (c) -28, (d) 0,0304, 0,0295, 0,0147, 0,0112
- 17.22. (a) 35, (b) -7,7, (c) -32, (d) 0,0381, 0,0301, 0,0178, 0,0103
- 17.23. (a) 34, (b) -15, (c) -37, (d) 0,0313, 0,0546, 0,0141, 0,0215
- 17.25. (a) 58,5, (b) -24 %, (c) 0,0395, 0,0343
- 17.27. (a) 27, (b) -8,5, (c) -28, (d) 0,0115, 0,0147, 0,0030, 0,00182
- 17.28. (a) 8,6, (b) 15
- 17.30. (a) 5,5, 10,5; (b) 5,2, 7,1
- 17.32. (a) 3,3, (b) 11
- 17.33. (a) 3,5, (b) 9,4
- 17.35. (a) 5,90, (b) 4,19, (c) 2,42, (d) 0,0495, 0,0305
- 17.37. (a) 15,21, (b) 14,0, (c) 0,737
- 17.38. (a) 60, (b) 3,00, (c) 4,40, (d) 0,0428, (e) 0,0225
- 17.40. (a) 38,3, (b) 24,3, (c) 0,736, (d) 1,94, (e) 0,0117, 0,0103
- 17.42. (a) 44,2, (b) 12,1, (c) 1.680
- 17.43. (a) 39,3, (b) 7,64, (c) 390, (d) 2,18, (e) 16,67
- 17.45. (a) 7,0, (b) 4,26, (c) 0,767, (d) 5,21, (e) 22,2, (f) (1) 0,38, (2) 2,00, (3) 0,92
- 17.47. (a) 11,4; (b) 6,07; (c) 18,7; (d) 4,66, 3,48; (e) 21,1
- 17.48. (a) 16,8, (b) 7,55, (c) 0,723, (d) 4,16, (e) 23,4, (f) (1) 0,22 \$, (2) 2,11 \$, (3) 1,00 \$
- 17.50. (a) 8,77, (b) 4,23, 4,85; (c) 1,94

- 17.52. (a) 5,58, 8,96; (b) 3,42, 4,88; (c) 2,12; (d) 2,08
- 17.53. (a) 5,58, 9,39; (b) 4,44, 6,34; (c) 1,59; (d) 1,60
- 17.55. (a) 5,88, (b) 1,79, (c) 1,73, (d) 3,21, (e) 3,52
- 17.57. (a) 5,56, (b) 1,38, (c) 1,64, (d) 3,56, (e) 3,56
- 17.58. (a) 11,32, (b) 2,81, (c) 5,32, (d) 9,95, (e) 2,76
- 17.60. (a) 27,1, 25,4; (b) 8,61, 14,8; (c) 1,01
- 17.62. (a) 13,03, (b) 2,43, (c) 3,48, (d) 3,94, (e) 3,70
- 17.63. (a) 4,84, 2,94; (b) 6,87; (c) 1.470
- 17.65. (a) 0,0471, (b) 0,707
- 17.67. (a) 0,0855, (b) 0,914
- 17.68. (a) 16, (b) 80 °F
- 17.70. (a) 137, -69; (b) 2,74; (c) 156, -60; (d) 1,26

- 17.72. (a) -71, (b) 2,0, (c) 2,71, (d) -59, (e) 0,86, (f) 3,20
- 17.73. (a) -83, (b) 1,49
- 17.75. (a) -154, (b) 645, (c) 950
- 17.77. (a) 307, -37; (b) 1,89; (c) 365, -3; (d) 0,32; (e) 19,4
- 17.78. (a) -56, (b) 2,05, (c) 6,13, (d) -32, (e) 0,805, (f) 7,4
- 17.80. (a) -65, -91; (b) 2,67, 2,0
- 17.82. (a) 2,71, (b) 100, (c) 13,7, (d) $2,30 \times 10^{-3}$
- 17.83. (a) 3,0, (b) 131, (c) 10,7, (d) $2,33 \times 10^{-3}$
- 17.85. (a) 3,0, (b) 66,2, (c) 13,3, (d) 0,0164
- 17.87. (a) -6,57, -8,94, -23,5; (b) 7,3, 8,9, 5,4, 6,6; (c) 0,508
- 17.88. (a) 26,8, -8,23, -4,92, -13,63; (b) 6,89, 4,92, 3,48, 8,23; (c) 0,405

FACTORES DE CONVERSIÓN

Dimensión	Factores de conversión
Aceleración	1 m/s² ≈ 3,2808 ft/s²
Área	1 m² = 10,764 ft² = 1.550 in² 1 cm² = 0,1550 in² 1 ft² = 0,09290 m²
Calor específico	1 kJ/kg · K = 0,2388 Btu/lb _m · °R
Densidad	1 g/cm³ = 62,428 lb _m /ft³ = 10³ kg/m³
Energía	1 kJ = 0,9478 Btu = 737,56 ft · lb _f = 10 ⁻² bar · m³ 1 Btu = 778,17 ft · lb _f = 5,404 psia · ft³ = 25.037 ft³/s²
Energía específica	1 kJ/kg = 0,4299 Btu/lb _m = 10³ m²/s² 1 Btu/lb _m = 2,326 kJ/kg = 25.037 ft²/s²
Frecuencia de volumen	1 m³/s = 2,119 ft³/min = 15.860 gal/min
Fuerza	1 N = 1 kg · m/s² = 0,22481 lb _f 1 lb _f = 32,174 lb _m · ft/s² = 4,448 N
Longitud	1 m = 3,2808 ft = 39,370 in 1 mile = 5.280 ft = 1,6093 km
Masa	1 kg = 2,2046 lb _m
Potencia	1 kW = 1,3410 hp = 3.414 Btu/h = 737,56 ft · lb _f /s 1 hp = 550 ft · lb _f /s = 42,41 Btu/min = 0,74570 kW
Presión	1 kPa = 0,14504 lb _f /in² = 4,015 inH₂O = 10 ⁻² bar = 7,501 mmHg
Temperatura	T[°C] = 5/9(T[°F] - 32) T[°C] = T[K] - 273,15 1,8 T[K] = T[°R]
Velocidad	1 m/s = 3,2808 ft/s = 2,237 mi/h
Volumen	1 m³ = 35,315 ft³ = 264,2 gal 1 gal = 3,7854 L = 231 in³ = 0,13368 ft³

CONSTANTES FÍSICAS

Constante de Boltzmann	$k = 1,380 \times 10^{-23} \text{ J/K} \cdot \text{molécula}$
Constante de Planck	$h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s/molécula}$
Constante universal de los gases	$R_u = 0,08205 \text{ L} \cdot \text{atm/mol} \cdot \text{K}$ $= 8,314 \text{ kJ/kmol} \cdot \text{K}$ $= 0,08314 \text{ bar} \cdot \text{m}^3/\text{kmol/K}$ $= 8,314 \text{ kPa} \cdot \text{m}^3/\text{kmol} \cdot \text{K}$ $= 1.545 \text{ ft} \cdot \text{lb}_f/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$ $= 1.986 \text{ Btu/lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$ $= 10,73 \text{ psia} \cdot \text{ft}^3/\text{lbmol} \cdot ^\circ\text{R}$
Gravedad estándar	$g = 9,80665 \text{ m/s}^2 = 32.174 \text{ ft/s}^2$
Número de Avogadro	$N_A = 6,023 \times 10^{26} \text{ átom/kmol}$
Velocidad de la luz (vacío)	$c = 2,988 \times 10^{10} \text{ cm/s}$

LISTA DE FOTOGRAFÍAS

Capítulo 1.	Inicio (p. 1)	Martin Bond/Science Photo Library, Science Source/Photo Researchers.
Capítulo 2.	Inicio (p. 33)	David Ducros/Science Photo Library, Science Source/Photo Researchers.
Capítulo 3.	Inicio (p. 87)	Cortesía de Duke Energy Corporation.
Capítulo 4.	Inicio (p.135)	Warren Gretz/NREL.
Capítulo 5.	Inicio (p. 179)	Cortesía de Siemens Power Corporation.
Fotografía 5.1	(p. 198)	Cortesía de The Trane Company.
Fotografía 5.2	(p. 202)	Cortesía de The Trane Company.
Capítulo 6.	Inicio (p. 249)	Mary Evans Picture Library, Science Source/Photo Researchers.
Capítulo 7.	Inicio (p. 339)	Lowell Georgia, Science Source/Photo Researchers.
Capítulo 8.	Inicio (p. 385)	Cortesía de Tennessee Valley Authority.
Capítulo 9.	Inicio (p. 433)	Frank Siteman/Stock Boston.
Capítulo 10.	Inicio (p. 473)	M. Greenlar/The Image Works.
Fotografía 10.1	(p. 504)	Cortesía de The Trane Company.
Fotografía 10.2	(p. 520)	Cortesía de Marley Cooling Tower.
Capítulo 11.	Inicio (p. 549)	C. J. Allen/Stock Boston.
Capítulo 12.	Inicio (p. 567)	Alex Bartel/Science Photo Library, Science Source/Photo Researchers.
Capítulo 13.	Inicio (p. 607)	Cortesía de Kewanee Boiler Manufacturing Co., Inc.
Capítulo 14.	Inicio (p. 677)	Cortesía de Ballard Power Systems, Inc.
Capítulo 15.	Inicio (p. 715)	Zigy Kaluzny/Tony Stone Images.
Fotografía 15.1	(p. 731)	Cortesía de Solar Turbines Incorporated.
Fotografía 15.2	(p. 747)	Cortesía de Elliott Company.
Fotografía 15.3	(p. 760)	Cortesía de Pratt & Whitney.
Capítulo 16.	Inicio (p. 801)	David Parson/NREL.
Capítulo 17.	Inicio (p. 871)	Cortesía de The Trane Company.
Fotografía 17.1	(p. 874)	Cortesía de Lennox Industries, Inc.
Fotografía 17.2	(p. 887)	Cortesía de The Trane Company.
Fotografía 17.3	(p. 898)	Cortesía de The Trane Company.

ÍNDICE

A

Abierto, calentador del agua de alimentación, 204, 815-816
Aceleración de la gravedad estándar, 5
Acondicionador de aire, 212, 255
Agua, propiedades del
 estados de saturación, 945, 947, 993, 995
 estados de vapor sobrecalentado, 949
 líquido comprimido, 953, 1004
Aire
 atmosférico, 492
 composición, 475, 608
 defecto de, 609
 estequiométrico, 608
 exceso de, 609
 masa molar, 475
 porcentaje teórico, 609
 propiedades a baja presión, 931, 979
Análisis
 fundamental, 632
 molar, 474
 volumétrico, 480
Ánodo, 650
Atmósfera estándar, 13

B

Balance de energía (disponibilidad)
 en la refrigeración por compresión de vapor, 899
 para sistemas reactantes, 642
 para un sistema cerrado, 444
 para un volumen de control en régimen estacionario, 451
Bombas(s), 207
 análisis mediante la segunda ley de, 404
 de calor, 255, 883
 de Carnot, 411, 883
Btu (Unidad térmica británica), 46
Bulbo húmedo, temperatura de, 500

C

Calentador del agua de alimentación, 815
 abierto (contacto directo), 204, 815
 cerrado, 819
 presión óptima para, 822
 uso múltiple del, 824

Calentamiento por zonas, 828
Calidad, 93, 250
 ecuaciones en las que interviene, 99-100
Calor
 interacción, 46
 convenio de signos, 46
 latente de vaporización (*véase* Entalpía de vaporización)
Cambiador de calor, primera ley para, 201
Camino, 10
Capacidad térmica específica, 114
 a presión cero, 928, 577
 a presión constante, 116, 577
 datos a bajas presiones, 926-928, 975-977
 de mezclas de gases ideales, 482
 a volumen constante, 115, 577
 datos a bajas presiones, 926-928, 975-977
 de mezclas de gases ideales, 482
 de gases ideales, 141
 ecuaciones para, 929, 977
 gráfico de datos, 142
 tablas de la, 926-928, 975-977
 de líquidos y sólidos, 156-157
 tablas de datos, 930, 978
 de sustancias incompresibles, 156
 de un gas monoatómico, 142, 929, 977
 de una mezcla de gases ideales, 482
 del agua, 930, 978
 tablas del vapor sobrecalentado, 95
 ecuaciones generalizadas para la, 577
 media, 144
Carga de un depósito, 215
Cátodo, 650
Cerrado, calentador del agua de alimentación, 819
Ciclo
 abierto, 731
 combinado, 830
 de aire estándar, 716
 Brayton, 731
 Carnot, 716
 de Otto, 721
 Diesel, 724-725
 dual, 728
 frío, 716
 de Brayton, 716
 análisis de exergía, 752
 efecto de las irreversibilidades, 737-738, 755

Ciclo (*cont.*)
 inverso, 893
 relación combustible-aire, 736
 rendimiento, 732-733
 trabajo máximo, 734
de Carnot, 409, 716, 802
 inverso, 411, 872, 884
de potencia de vapor de agua, 209
de vapor binario, 835
Diesel
 de aire estándar, 726
 dual, 728
 en sistemas de potencia espaciales, 767
 inferior, 832
 inverso
 de Brayton, 892
 de Carnot, 872
 regenerativo
 con recalentamiento, 749, 825
 en ciclos de potencia de vapor, 812
 en turbinas de gas, 740
 relación de corte, 726
 superior, 830, 836
Cilindrada, 719
Cobre, datos de propiedades, 579
Coeficiente
 de actuación, 256, 293, 297, 307, 873
 de compresibilidad isoterma, 579
 datos del cobre y del agua, 579
 de expansión volumétrico, 579
 de Joule-Thomson, 584
 del virial, 551
 estequiométrico, 609, 637, 682
Cogeneración, 827
 factor de utilización de la enérgfa, 827
 rendimiento energético total, 827
Combustible, 608
Combustión
 análisis de la, 614
 reacciones de, 608
 real, 614
 teórica (completa), 608
Componente, 474
Compresión
 isoterma, 744
 multietapa, 746
 con refrigeración intermedia, 746
 politrópica, 745
Compresor
 análisis mediante la primera ley (energético), 198
 análisis mediante la segunda ley (entrópico), 458
 rendimiento adiabático, 402, 737
Conductos, análisis energético, 224
Conservación
 de la energía, 47, 52, 190, 629
 de la masa, 181, 279
 general de la energía, 190
Constante(s)
 aparente de un gas, 475
 de Boltzmann, 315
 de equilibrio, 684-687

 cálculo de, 687
 datos de K_0 , 964
 estándar, 685
 relación con ΔG^0 , 685
 relación con ΔH^0 , 697
 y presiones parciales, 686
de un gas
 específica, 136
 para mezclas de gases (aparente), 475
 tabla de valores para, 926, 974
 universal, 136
 físicas, tabla, 926, 974
 universal de los gases, 136
Curva de vaporización, 91

D

Datos de la capacidad térmica específica a presión cero, 576
Densidad, 12
Densidad relativa, 12
Derivadas parciales, 114, 568
 relación cíclica, 569
 relación de reciprocidad, 569
 representación gráfica de, 115, 119, 568
Deshumidificación, 508
Desigualdad de Clausius, 273, 298
Desplazamiento, 64
 efectivo, 875
Diagrama(s)
 de compresibilidad, 967-969
 de entalpía-entropía (Mollier), 341
 del vapor de agua, 966, 1017
 psicrométrico, 501, 965, 1016
 temperatura-entropía (TS), 340
 del ciclo de Carnot, 410
 para el dióxido de carbono (USCS), 1015
 para el refrigerante 134a, 972
 temperatura-volumen, 93

Diferencial(es)
 exactas, 11
 inexacta, 11
 prueba de exactitud, 569
 totales, 568

Difusor, 196
 análisis mediante la segunda ley (entrópico), 760
 coeficiente de presión, 759

Dimensiones, 3
Dióxido de carbono
 diagrama temperatura-entropía, 1015
 propiedades a bajas presiones, 939, 987
 sólido, producción, 892

Disociación, 690, 692
Disponibilidad (*véase* Exergía)

E

Ecuación(ones)
 de Beattie-Bridgeman, 554
 de Benedict-Webb-Rubin, 555
 constantes de la, 962
 de Boltzmann-Planck, 315

 de Clapeyron, 581
 de Clausius-Clapeyron, 582
 de continuidad, 184
 de estado
 Beattie-Bridgeman, 554
 Benedict-Webb-Rubin, 555
 del virial, 551
 gas ideal, 136
 Peng-Robinson, 556
 Redlich-Kwong, 553
 Van der Waals, 551, 557
 virial, 550
 de la capacidad térmica específica a presión cero, 928, 976
 de la isóbara de Van't Hoff, 697
 de Van der Waals, 551, 557
 tabla de constantes, 962, 1013
 del equilibrio de una reacción, 683
 para la presión de vapor, 583
Efectividad (*véase* Rendimiento exerético)
Efectivo, desplazamiento, 875
Efectos disipativos, 264
Empuje, 761
Energía

 cinética, 36, 51, 193
 traslacional, 36
 conservación de la, 47, 52, 190
 de las reacciones, 620, 629, 694
 expresión referida al tiempo, 48
 definición de, 45
 interna, 52
 de mezclas de gases ideales, 480
 de sustancias incompresibles, 156
 de sustancias simples compresibles, 115
 de un gas ideal, 139
 ecuación generalizada de, 574
 tablas de varios gases comunes, 931-944, 979-992
 variación para un gas ideal, 140
 mecánica, 37
 nivel fundamental, 312
 potencial, 51
 gravitatoria, 36, 51, 192
 rotacional, 52
 total, 45

Enfriamiento por evaporación, 513

Entalpía, 95
 de combustión, 622, 634
 de formación, 618
 tabla, 963, 1014
 de mezclas aire seco-vapor de agua, 495
 de reacción, 622, 633
 sensible, 619
 de sustancias incompresibles, 157
 de un gas ideal, 140
 de una mezcla de gases ideales, 481
 de vaporización, 100, 963, 1014
 en reacciones químicas, 619

Entorno, 8
Entropía, 274
 absoluta, 637, 678
 de un gas ideal, 638, 678
 tabla de, 963, 1014

balance de, 276, 280, 286, 355, 638
 diagrama generalizado, 589
 coordenada, 299, 341
 criterio de equilibrio, 680
 e irreversibilidad, 288-289
 ecuación generalizada, 573
 generación de (*véase* Producción)
 principio del incremento de, 288
 producción de (generación), 276, 279
 debida a la transferencia de calor, 301
 en un dispositivo cíclico simple, 309
 variación
 de mezclas reactivas, 637-642
 de un gas ideal, 348-352
 de un gas real, 342-345
 de un líquido comprimido, 342
 de un sistema abierto, 286, 357
 de una fuente térmica, 299
 de una mezcla de gases ideales, 484, 638
 de una sustancia incompresible, 352
 expresión básica, 275, 284
 relaciones generalizadas, 572
 y probabilidad, 311
Enunciado de Clausius, 259, 285
Equilibrio, 10
 composición, 688, 691
 criterios de, 680
 de fases, 10
 local, 180
 mecánico, 10
 químico, 10
 térmico, 10, 18
 termodinámico, 10
Ericsson, ciclo de, 769
Espacial, sistema de potencia
 Brayton, 767
 Rankine, 835
Específica, propiedad, 9
Específico, volumen, 12
 Celsius de temperatura, 19
 de temperatura absoluta, 271, 281
 de una mezcla aire-vapor de agua, 496
 seudocrítico, 153
 seudorreducido, 153
Estado(s), 9
 correspondientes, principio de, 150
 crítico, 90
 de referencia, 594, 618
 ecuaciones de (*véase* Ecuaciones de estado)
 equilibrio, 10
 estacionario, 49, 182, 191
 estándar, 10
 muerto, 437
 triple, 19, 90
 uniforme, 215
Estequiométrico/a(s)
 aire, 609
 coeficientes, 609, 683
 ecuación, 609
 reacción, 608
Exceso de aire, 609

Exergía, 436
 de sistemas reactivos, 642-647
 de un ciclo de potencia de vapor, 840
 de un ciclo de refrigeración, 899
 de un ciclo de turbina de gas, 752-758
 de un sistema abierto, 449
 de un sistema aislado, 445
 de un sistema cerrado, 437
 de una corriente, 449, 642
 transferencia de, 441
Externamente reversible, procesos, 265

F

Factor(es)
 acéntrico, 556
 de compresibilidad, 150
 a partir de coordenadas reducidas, 150, 587
 correlación experimental, 152
 crítico, 927, 975
 de mezclas reales, 557
 de conversión, 926, 974
Fahrenheit, escala de temperatura, 20
Faraday, constante de, 650
Fase, 9
 – s, diagrama de, 91
Fluido de trabajo, 253
Flujo
 en tuberías, 207
 transitorio, 213, 220
 descarga adiabática, 413
 uniforme, 215
 volumétrico, 181
Fracción
 molar, 474
 volumétrica, 480
Frontera, 8
Frontera adiabática, 44, 46
Función
 de desviación
 de entalpía, 588
 de entropía, 590
 utilización en tablas, 594
 de proceso, 11
Fusión, curva de, 92

G

Gas
 ideal, 136
 ecuaciones de isoentrópía para, 386-390
 energía interna de, 140
 equilibrio químico para mezclas de, 688
 mezcla de vapor y, 491
 potencial químico de, 683
 procesos de mezcla de, 487
 relaciones de la capacidad térmica específica para, 141
 tablas, 143
 variación de entalpía de, 140
 variación de entropía de, 348-351

 perfecto (*véase* Gas ideal)
Generalizado
 desplazamiento, 68
 diagrama de entalpía, 587, 970
 diagrama de entropía, 589, 971
 diagramas de compresibilidad, 967-969
 diagramas y mezcla de gases, 557
 fuerza, 68
 relación para la energía interna, 574
 relación para la entalpía, 574
 relaciones para la capacidad térmica específica, 576
 relaciones para la entropía, 557, 572
Geotérmico, sistema, 837
Gibbs
 ecuaciones de, 570
 función de, 570
 como criterio de equilibrio, 682
 tabla de, 963, 1014
 variación en el estado estándar, 685
Gibbs-Dalton, ley de, 480
Grado de avance de la reacción, 683
Gravimétrico, análisis, 474
Gravitatorio
 aceleración estándar, 5
 energía potencial, 36
 trabajo, 36

H

Hatsopoulos-Keenan, enunciado de, 261, 285
Helmholtz, función de, 570
Hidrógeno gaseoso, propiedades a bajas presiones del, 943, 991
Hidrostática, ecuación, 14
Hidroxilo, propiedades del radical, 944, 992
Humedad, 493
 relación de, 493
 relativa, 493
Humedad específica, 493
Humidificación, 511

I

Incompresible, sustancia, 156
 análisis de procesos para, 399, 401, 404
 análisis isoentrópico de, 392
 relaciones de propiedades de, 156, 158
 variación de entalpía de, 157
 variación de entropía de, 352
Incremento de entropía, principio de, 287
Internamente reversibles, procesos, 265
Interpolación lineal, 96
Intrínseca, propiedad, 37
Inversión, línea de, 585
Ionización, reacciones de, 693
Irreversibilidad, 444
Irreversible, proceso, 264
 características de, 264
Isobaro
 coeficiente de expansión, 579
 proceso, 10
Isocoro, proceso, 10

Isoentrópicas, relaciones para gases ideales, 386-390
Isoentrópico, proceso, 386
 de una sustancia incompresible, 392
Isotermo
 coeficiente
 de cobre y agua, 579
 de compresibilidad, 579
 proceso, 10
 de compresión, 744

J

JANAF, datos, 931, 944, 979-992
Joule, ley de, 140
Joule-Thomson
 coeficiente de, 584
 ecuación generalizada del, 586
 expansión de, 584

K

Kay, regla de, 558
Kelvin, escala de temperatura, 19, 271, 281
Kelvin-Planck, enunciado de, 258, 260, 266, 284

L

Ley
 cero de la Termodinámica, 18
 de Dalton, 478, 556, 592
Libra-fuerza, 7
Libra-mol, 7
Licuación de gases, 890
Líquido(s)
 comprimido, 92
 tablas, 104
 valor aproximado, 104
 línea de saturación, 89, 91
 saturados, 89, 99
 subenfriados, 92
 tabla de, 104

M

Macroestado, 313
Manómetro, 14
Máquinas)
 frigorífica de Carnot, 411
 térmicas, 282
Masa
 de control, 9, 38
 molar, 5
 aparente, 474
 tabla de datos, 927, 975
Máscico(a)
 análisis, 474
 balance, 181
 flujo, 181
 fracción, 474
Máximo, trabajo útil, 436, 438
Maxwell, relaciones de, 571
Medio ambiente, 8

Mezcla(s)
 de aire-vapor de agua, 492
 de gases ideales, 478, 480-490
 de gases reales, 556
 directa, 204
 gas-vapor, 491-496
 relaciones generales, 474-478
Microestado, 314
Mol, 5, 12
Mollier, diagrama de, 341
 para vapor, 966, 1017
Monoatómico, capacidad térmica específica de un gas, 142
Monóxido de carbono, propiedades a bajas presiones, 937, 985
Motor de encendido por compresión, 724
Movimiento perpetuo de segunda especie, 259
Muelle, constante de un, 64

N

Newton, 5
Nitrógeno
 propiedades a bajas presiones de, 933, 981
 tabla de saturación, 959, 1010
 tabla de sobrecalentamiento, 960, 1011
Niveles
 cuánticos de energía, 312
 de energía, 312
Número de Avogadro, 5

O

Oceánica, conversión de energía térmica, 839
Orsat, análisis de, 614
Otto, ciclo de, 721
Oxígeno
 propiedades a bajas presiones de, 935, 983
 propiedades monoatómicas, 944, 992

P

Parcial, presión, 479
Pascal, 5, 13
Peng-Robinson, ecuación de, 556
Peso específico, 12
Pila de combustible, 647-651
Planck, constante de, 926
Poder calorífico, 634
Politrópica, constante, 59
Politrópico, proceso, 59, 366
Polución térmica, 259
Porcentaje de volumen muerto, 719
Postulado de estado, 88
Potencia, 35, 38
 en cje, 42
Potencial químico, 682
 de un gas ideal, 683
Potasio, propiedades del, 961, 1012
Presión, 12
 absoluta, 13
 atmosférica, 13

Presión (*cont.*)
 barométrica, 14
 crítica, 90, 151
 de saturación, 89, 92
 de vacío, 13
 de vapor, 92, 581-584
 del componente, 478
 manométrica, 13
 media efectiva, 720
 parcial (*véase* Parcial, presión)
 reducida, 151
 relativa, 387
Presión-entalpía, diagrama, 873
Presión-temperatura, diagrama, 91
Presión-volumen, diagrama, 93
 para máquina de Carnot, 409
Presión-volumen-temperatura, superficie, 89
 para un gas ideal, 140
Primera ley de la Termodinámica, 44
 para mezclas reactivas, 620, 628 (*véase también* Reacciones químicas)
 para sistemas abiertos estacionarios, 191
 para sistemas cerrados, 45
Principio
 de Carnot, 268
 de los estados correspondientes, 150
Probabilidad termodinámica, 314
Problemas, técnicas de resolución, 23
Proceso(s), 10
 adiabático, 44, 192
 reversible, 386
 cíclico, 10
 abierto, 731
 cuasiestático, 55
 de acondicionamiento de aire, 504-522
 calentamiento y enfriamiento, 506
 deshumidificación, 508
 enfriamiento por evaporación, 513
 humidificación, 511
 mezcla adiabática, 515
 torre de refrigeración húmeda, 519
 de cuasiequilibrio (*véase* Cuasiestático)
 de estrangulamiento, 206
 de flujo no estacionario, 213
 de saturación adiabática, 498
 funciones de, 11
 irreversible, 264
 reversible, 262
 características del, 264
 como proceso de trabajo máximo, 346, 366
 externamente, 265
 internamente, 265
Propiedad(es), 9
 dependiente, 116
 diagrama de, 56
 elaboración de tablas, 594
 específica, 9
 extensiva, 9
 extrínseca, 37
 independiente, 88
 intensiva, 9

 intrínseca, 37
 reducidas, 151
 seudocríticas, 558
 termométrica, 19
Propulsión por chorro, 759-762
Punto
 crítico, 90
 triple (*véase* Estado triple)

R

Rankine
 ciclo de, 802
 análisis exergético, 840
 con recalentamiento, 812
 influencia de la irreversibilidad, 809
 influencia de la presión del condensador, 807
 presión óptima, 822
 regenerativo, 815
 sistemas de potencia espaciales, 835
 supercrítico, 823
 escala de temperatura, 20
Razón de equivalencia, 610
Reacción(ones)
 endotérmica, 620
 exotérmica, 620, 698
 químicas
 aplicación de la primera ley, 620
 aplicación de la segunda ley, 678
 simultáneas, 699
Recalentamiento, ciclo con
 de potencia de vapor de agua, 812
 de una turbina de gas, 749
 presión óptima del, 747
Reciprocidad, relación de, 569
Redlich-Kwong, ecuación de, 553
Refrigeración, 212, 255, 871
 capacidad de, 875
 ciclo de Carnot inverso, 872
 ciclo Stirling de, 894
 compresión multietapa, 886
 con dos evaporadores, 889
 con gas, 892
 COP de, 256
 de gases, 892
 en cascada, 884
 intermedia
 en ciclo de turbina de gas, 746
 en compresión de gases, 746-748
 por absorción, 896
 por compresión de vapor, 873
 análisis exergético, 899
 influencia de la irreversibilidad, 876
 selección de los refrigerantes, 882
 sistema en cascada, 884
 ton estándar de, 875
Refrigerante, 134a, propiedades del
 diagrama *Ts* para el, 972
 saturación, 954, 955, 1005, 1006
 vapor sobrecalentado, 956, 1007

Régimen estacionario, 182
Ecuación de la energía en, 191
Región(es)
 bifásicas, 89
 húmeda, 92
Regla
 de Amagat, 479
 de Bartlett, 557
 de las presiones aditivas, 478, 557
 de los volúmenes aditivos, 479, 557
Relación
 cíclica de las derivadas, 569
 combustible-aire, 610
 de acoplamiento, 734, 807
 de capacidades térmicas específicas, 389
 datos seleccionados de, 928, 976
 de gas ideal, 389
 de compresión, 719
Relativa
 humedad, 493
 presión, 387
Relativo, volumen, 387
Rendimiento
 adiabático, 396
 de un compresor, 402, 737
 de una bomba, 404, 809
 de una tobera, 400, 759
 de una turbina, 397, 737, 809
 y producción de entropía, 406
 de Carnot, 271, 282, 290, 307, 716
 de un compresor, 402
 de un regenerador, 740, 741
 de una bomba, 404
 de una tobera, 400
 de una turbina, 397
 exergético, 456
 isoentrópico, 397
 de un compresor, 402
 de una bomba, 404
 de una tobera, 400
 de una turbina, 397
 propulsivo, 761
 térmico, 254
Riqueza de una mezcla, 610

S

Saturación
 curva de, 501
 presión de, 92
 tablas de, 99
 temperatura de, 92
Saturado
 aire, 493
 estado, 89
 líquido, 89
 vapor, 89
Segunda ley de la Termodinámica
 enunciado de Clausius, 259, 285
 enunciado de Hatsopoulos-Keenan, 261, 285

 enunciado de Kelvin-Planck, 258, 284
 postulado de la, 278
Semirreacciones (en pilas), 650
Signos, convenio de
 para el calor, 46
 para el trabajo, 38
Símbolos, 1019-1022
Sistema(s), 8
 abierto, 8, 180
 adiabático, 44
 aislado, 9
 cerrado, 9
 conservación de la energía, 47
 simples, 88
 compresibles, 89
Sistema Internacional (SI), 4
Sobrecalentamiento, 92
Solidificación, 890
Stirling, ciclo, 770
Sublimación, 92
Supercrítico
 ciclo Rankine, 823
 estado, 90
Superficie
 de control, 8, 180
 P_tT, 89
Sustancia pura, 9

T

T ds, ecuaciones, 347, 569
Temperatura
 adiabática de llama, 625
 comparación de escalas, 20
 crítica, 90, 151
 de bulbo húmedo, 500
 de bulbo seco, 492
 de combustión adiabática, 625
 de inversión, 585
 de llama, 625
 de rocío, 492
 en la combustión, 613
 de saturación adiabática, 498
 definición de, 18
 escala absoluta de, 270, 281
 escala Celsius de, 19
 escala Fahrenheit de, 20
 escala Kelvin de, 19, 270, 282
 escala Rankine de, 20
 máxima de la combustión, 625
 reducida, 151
 termodinámica, 270, 281
Tensión superficial, 67
Tercera ley de la Termodinámica, 637
Termodinámica, 1
 clásica, 2
 estadística, 2, 314
 ley cero de la, 18
 postulado de estado de la, 88
 primera ley de la, 44
 segunda ley de la, 257-261, 278

- Termodinámica (*cont.*)
 - tercera ley de la, 637
- Termómetro de gas, 20
 - a volumen constante, 20
- Tobera, 196
 - análisis mediante la primera ley, 196
 - análisis mediante la segunda ley, 458, 759
 - convergente y divergente, 196
 - rendimiento de, 400
- Ton de refrigeración, 875
- Torre de refrigeración, 519
- Trabajo, 34
 - cíclico, cuasiestático, 59
 - convención de signos, 38
 - cuasiestático, 55
 - de aceleración, 36
 - de compresión/expansión, 56
 - de flujo, 189
 - de magnetización, 67
 - de tensión superficial, 67
 - de torsión, 66
 - de un muelle elástico, 64
 - de una pila química reversible, 68
 - efecto de la fricción en el, 61
 - eléctrico, 42
 - en eje, 42
 - formas no cuasiestáticas de, 69
 - isentrópico, 360
 - mecánico, 34
 - en régimen estacionario, 364
 - potencial de, 303
 - reversible e irreversible, 349, 366
- Transferencia de calor, 46, 53
 - conducción, 53
 - convección, 54
 - densidad de flujo, 53
 - radiación, 53
 - representación mediante un área de, 300
 - reversible, 262, 300
 - y transferencia de exergía, 441
- Triple, punto, 20, 91
 - tabla de constantes, 91
- T/s (temperatura-entropía), diagrama, 299
 - del ciclo de Carnot, 409, 716, 802
 - para el dióxido de carbono, 1015
- Turbina
 - análisis mediante la segunda ley, 458
 - multietapa, 747
 - primera ley para, 198
- Turbina de gas, ciclo de, 731
 - análisis energético, 762
 - análisis exergético, 752-758
 - ciclo cerrado, 767
 - con irreversibilidades, 737
 - con recalentamiento, 747
 - con refrigeración intermedia, 749
 - para refrigeración, 892
 - para sistemas de potencia espaciales, 767
 - regenerativa, 740

U

- Unidades (SI y USCS), 3
 - factores de conversión de, 3
 - prefijos de, 5
 - secundarias, 5
 - SI, 4
 - USCS, 7
- Unidimensional, flujo, 183

V

- Valor medio en saturación, 99, 100
- Vapor
 - de agua, propiedades a bajas presiones del, 941, 989
- Vapor húmedo, 93
 - sobrecalentado, 93
- Variación de entalpía
 - diagrama generalizado, 587
 - ecuación generalizada, 574
- Variación de la función de Gibbs en el estado estándar, 685
- Ventilador, 198
- Volumen
 - crítico, 89
 - de control, 8, 180
 - análisis mediante la segunda ley (entrópico), 286, 355
 - conservación de la energía, 190, 629
 - conservación de la masa, 180
 - de espacio muerto, 719
 - del componente, 479
 - específico, 9, 12
 - relativo, 387
 - seudorreducido, 153